

УДК 523.98

Признаки распространения волн в атмосфере Солнца по наблюдениям в радиодиапазоне

Л.И. Цветков, Ю.Ф. Юровский, Ю.Ю. Юровский

НИИ “Крымская Астрофизическая Обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 20 февраля 2006 г.

Аннотация. С целью изучения проблемы нагрева солнечной короны акустическими волнами исследовались записи радиоизлучения Солнца на волнах 2.0, 2.3 и 3.5 см, полученные 7 октября 2002 г. с помощью радиотелескопа РТ-22 НИИ “КрАО”. Колебания интенсивности изучались с помощью вейвлет-анализа динамических систем, разлагающего исходную функцию на компоненты по координатам *период-время-интенсивность*. Температура излучающих областей оказалась равной $114 \cdot 10^3$ К на волне 2.0 см и $850 \cdot 10^3$ К на волне 3.5 см. Определена высота расположения источников радиоизлучения $(2.0-5.5) \cdot 10^3$ км и $(5.5-13) \cdot 10^3$ км соответственно. Вейвлет-анализ позволил установить, что колебания с периодом 1750 с (≈ 30 мин.) на более длинной волне 3.5 см запаздывали на 78 ± 10 с относительно колебаний на волне 2.0 см. Показано, что такое запаздывание характерно для распространяющихся в солнечной хромосфере акустических волн. Таким образом, в работе получено экспериментальное подтверждение существования в хромосфере Солнца распространяющихся волн.

THE DETECTION OF WAVE PROPAGATION IN SOLAR ATMOSPHERE ON RADIO OBSERVATIONS by *L.I. Tsvetkov, Yu.F. Yurovsky and Yu.Yu. Yurovsky*. With the purpose of analysis of a problem of heating of solar corona by acoustic waves the records of radio emission of the Sun at wavelengths 2.0, 2.3 and 3.5 cm obtained on October 7, 2002 with the radio telescope RT-22 of SRI CrAO were studied. Flux oscillations were investigated with the wavelet-analysis of dynamic systems decomposing a function to components on coordinates *period-time-intensity*. Effective temperature of the emitting regions was found equal to $114 \cdot 10^3$ K at wavelengths 2.0 cm and $850 \cdot 10^3$ K at wavelengths 3.5 cm. The altitude of radio sources was $(2.0-5.5) \cdot 10^3$ km and $(5.5-13) \cdot 10^3$ km respectively. The wavelet-analysis shows that the oscillations with period 1750 s (30 min) at longer wavelength 3.5 cm delayed on 78 ± 10 s relative to oscillations at wavelength 2.0 cm. Such delay is characteristic for acoustic waves in solar chromosphere. Thus the experimental evidence of the propagated waves in chromosphere of the Sun is obtained.

Ключевые слова: колебания радиоизлучения Солнца, модель хромосферы, магнитно-акустические волны

1 Введение

Одной из сложных, окончательно не решенных задач астрофизики, является проблема нагрева солнечной короны. Наибольшее распространение получила гипотеза нагрева за счет рассеяния энергии волн сжатия, возбуждаемых конвективным движением вещества в верхних слоях

фотосферы и распространяющихся вверх (Шварцшильд, 1948; Шкловский, 1962; де Ягер, 1962; Прист, 1985 и др). Часть кинетической энергии конвективного движения газа сжимает вышележащий слой, и в нем возникает распространяющаяся наружу волна сжатия (“звуковая” волна). По мере падения плотности атмосферы с высотой скорость волны увеличивается, она переходит в ударную волну и затем диссипирует в верхних слоях, так как в вакууме волны сжатия существовать не могут. Оценки показывают, что этой “акустической” энергии вполне достаточно для нагрева короны до миллиона градусов (Шкловский, 1962; де Ягер, 1962). В присутствии магнитного поля в атмосфере Солнца могут возникать магнитно-гидродинамические (МГД) волны, которые также могут нагревать корону (Каплан и др., 1977; Прист, 1985).

Измерения интенсивности излучения и скорости перемещения газа на уровне фотосферы указывают на их изменение с периодом 3-5 мин (Лайтес, 1992). Колебания интенсивности излучения с периодом 1-5 мин обнаруживаются также в радиодиапазоне на волнах сантиметрового диапазона (Гельфрейх и др., 1999; Шибасаки, 2001). Однако эти результаты свидетельствуют о существовании *колебаний*, а не о распространении *волн*. В связи с этим обратим внимание на следующее обстоятельство: если колебания связаны с распространением волн, т. е. с перемещением возмущения в солнечной атмосфере, то должен существовать сдвиг фазы колебаний в отстоящих точках пространства. Следовательно, одновременные наблюдения на разных длинах волн радиодиапазона могут содержать интересующую нас информацию о характере колебаний на уровнях, соответствующих высоте излучающего слоя на каждой длине волны.

Таким образом, задачей данного исследования явился поиск и уточнение величины взаимного запаздывания колебаний интенсивности радиоизлучения на разных частотах наблюдений. Так как предполагаемые колебания возникают в случайные моменты времени и имеют, вероятно, различный период, то наиболее приемлемым методом их исследования является вейвлет-анализ, разлагающий исходную функцию времени на компоненты по координатам *период-время-интенсивность*. Проведенный вейвлет-анализ позволил определить величину запаздывания.

2 Данные наблюдений

Согласно теоретическим оценкам (Шкловский, 1962) волны сжатия превращаются в ударные на высоте примерно 4000 км и затем быстро затухают, передавая свою энергию на нагрев газа. На высоте около 10000 км над фотосферой температура уже приближается к 10^6 К. Следовательно, наиболее перспективно искать волны сжатия в диапазоне высот от фотосферы до $10 \cdot 10^3$ км. С этих высот в радиодиапазоне выходит излучение на длинах волн от 1 до 5 см (Железняков, 1964). Поэтому исследовались записи радиоизлучения Солнца за 7 октября 2002 г. на волнах 2.0, 2.3 и 3.5 см. Наблюдения выполнялись на Большом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории с диаметром зеркала 22 м. Ширина диаграммы направленности радиотелескопа составляла 3.6, 4.1 и 6.0 угл. мин. на волнах 2.0, 2.3 и 3.5 см. При вычислении яркостной температуры радиоисточников по наблюдаемой антенной температуре необходимо учитывать отличие телесного угла Ω_i , занимаемого источником, от телесного угла Ω_a диаграммы направленности: $T_b = T_a \cdot \Omega_a / \Omega_i$. По измерениям на РАТАН-600 с разрешением $15''$ размеры излучающей области над NOAA 0139 составляли 1.45 угл. мин. на волне 3.2 см (Гельфрейх и др., 2004). Размеры источника на волне 5 см по данным гелиографа ССРТ также были близки к 1.5 угл. мин. В соответствии с приведенными величинами в нашем случае были приняты следующие значения поправок: Ω_a / Ω_i : $T_b(2.0 \text{ см}) = 5.7 \cdot T_a$, $T_b(2.3 \text{ см}) = 7.5 \cdot T_a$, $T_b(3.5 \text{ см}) = 16 \cdot T_a$.

Перед началом наблюдений проводилось радиокартографирование диска Солнца для определения координат источников повышенного излучения (рис. 1). Радиотелескоп был направлен на наиболее интенсивный из них и в течение 6 часов 30 минут с 6:25 по 12:55 UT сопровождал этот локальный радиоисточник, где по сведениям (Internet) находилась активная область NOAA 0139. По данным картографирования находим яркостную температуру радиоисточников $T(2.0 \text{ см}) = 114 \cdot 10^3$ К и $T(3.5 \text{ см}) = 850 \cdot 10^3$ К. Эти значения удовлетворительно согласуются с измерениями на РАТАН-600 этой же активной области на 7 длинах волн в диапазоне от 2 до 5 см (Гельфрейх и др., 2004).

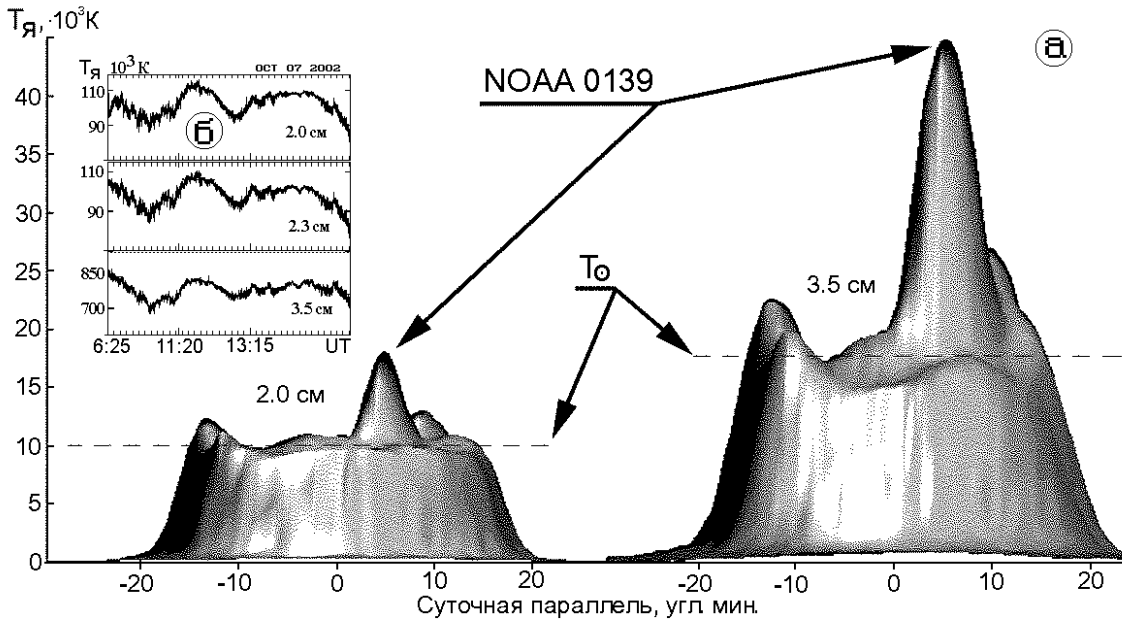


Рис. 1. Радиокарты (панель а) и записи интенсивности излучения Солнца (панель б) 07.10.2002 г.

Регистрация текущего значения потока радиоизлучения проводилась в цифровом виде с частотой отсчетов 1 Гц по каждому каналу. Антенная температура после наведения радиотелескопа на выбранный источник компенсировалась с помощью шумового генератора, что давало возможность увеличить усиление радиометров и таким образом “растянуть” шкалу до пределов, обеспечивающих уверенную запись флуктуаций сигнала.

На рис. 1 (панель б) показан общий вид записей интенсивности на трех длинах волн. Можно заметить, что вариации уровня записи на всех волнах приблизительно синхронны и их амплитуда увеличивается по мере увеличения продолжительности колебаний. Далее будут рассматриваться только наиболее отличающиеся друг от друга длины волн 2.0 и 3.5 см.

3 Методика обнаружения колебаний

Интенсивность колебаний излучения локального источника изменяется со временем (Ниндос и др., 2002). Наиболее подходящим методом исследования данных, эволюционирующих во времени, является относительно недавно разработанный вейвлет-анализ временных рядов (Гроссман и Морле, 1984). Рекомендации практического характера по составлению алгоритма расчета были взяты из (Витязев, 2001).

Для выявления кратковременных цугов периодических колебаний рекомендуется (Витязев, 2001) использовать вейвлет Морле. Результатом расчета является двумерная матрица, каждый узел которой на пересечении строки и столбца матрицы соответствует определенному текущему времени и содержит усредненное на длине вейвлета и в пределах его полосы частот значение спектральной плотности. Средняя по каждой строке величина является оценкой глобального спектра энергии и представляет собой аналог спектра Фурье (Витязев, 2001). Для визуализации вейвлет-спектра значения узлов матрицы представляют либо в виде поверхности в трехмерном пространстве координат *время/период/спектр*, либо в виде плоской топографической карты этой поверхности (в виде контурной карты).

Ядром вейвлета Морле является гармоническое колебание, а результатом разложения – распределение спектральной плотности на плоскости *период/время*. Фаза выявленных колебаний

при этом не учитывается. Но в соответствии с задачей данного исследования как раз фазовый сдвиг представляет наибольший интерес, так как отражает величину запаздывания колебаний в разных точках пространства. Для выявления фазы колебаний больше подходит разложение исходного сигнала на компоненты с помощью МНАТ-вейвлета. Компоненты МНАТ-разложения в отличие от компонент вейвлет-спектра Морле содержат сведения не только об амплитуде, но и о фазе каждого компонента.

Корреляция вейвлет-спектров. Для определения временных сдвигов компонент различных периодов стандартную методику вейвлет-анализа полезно дополнить процедурой, вычисляющей взаимную корреляцию вейвлет-спектров. Как упоминалось, вейвлет-спектр представляет собой матрицу из $N_a \cdot N_b$ узлов, расположенных на пересечениях строк и колонок. В каждом узле записана плотность спектра, т.е. мощность колебаний, приходящаяся на единичную полосу частот. Вдоль строк откладывается текущее время. Если выделить одну строку, сместить ее копию на время τ , то можно вычислить корреляцию между самой строкой и ее смещенной копией. Изменяя τ в пределах $-\tau < \tau < +\tau$, получим функцию автокорреляции выделенной строки. После перебора всех строк матрицы получится поверхность, изображающая поведение автокорреляции при изменении частоты.

Если имеются матрицы для двух одинаковых по времени массивов данных, то можно вычислить взаимную корреляцию строк с совпадающими номерами и таким образом получить матрицу *взаимной* корреляции двух вейвлет-спектров. В том случае, когда исходные матрицы получены на основе единого процесса, сдвинутого по времени, следует ожидать, что функция взаимной корреляции будет достигать максимума при смещении по τ на величину, соответствующую сдвигу исходных данных по оси времени.

4 Анализ записей радиоизлучения Солнца.

Для выявления колебаний с помощью вейвлета Морле были вычислены вейвлет-спектры всех трех записей во всем доступном диапазоне периодов и времени. Полученные спектры показаны на рис. 2. Представление спектров в виде трехмерной поверхности наглядно отражает распределение интенсивности на плоскости *период/время*, а контурные карты позволяют определить численные значения координат. Спектры характеризуются значительным повышением спектральной плотности в области длинных периодов. Это свойство колебаний подтверждают Фурье-аналоги спектров, приведенные на рис. 3. Если спектры аппроксимировать показательной функцией, то показатель оказывается близким к -1.0 . Следовательно, процессы, образующие эти колебания, должны обеспечивать генерацию спектра гиперболического вида.

Наиболее заметные максимумы спектральной плотности обозначены на рис. 2 одинаковыми номерами на спектрах всех трех длин волн. Колебания, образующие максимумы *Max1* и *Max2*, частично выходят за пределы треугольника достоверности, и их свойства, по-видимому, несколько искажены. Поэтому основное внимание было уделено изучению колебаний, образовавших *Max3*, который полностью расположен внутри треугольника достоверности. Этот максимум наблюдался в интервале времени приблизительно с 10:00 до 12:00 *UT* и содержал периоды от 15 *мин* до 30 *мин*. МНАТ-спектры были вычислены в диапазоне периодов 60–2400 *с*. Функция взаимной корреляции этих спектров показывает (рис. 4), что колебания с периодом 1760 *с* на волне 3.5 *см* запаздывали относительно колебаний на волне 2.0 *см* на 78 ± 10 *с*. Это значение запаздывания усреднено за весь рассматриваемый интервал длительностью 2 часа.

Таким образом, обработка наблюдений привела к следующим результатам.

1. Вариации радиоизлучения на более длинной волне наблюдений 3.5 *см* запаздывают относительно колебаний на волне 2.0 *см* на 78 ± 10 *с*.
2. Интенсивность колебаний возрастает приблизительно пропорционально их периоду.

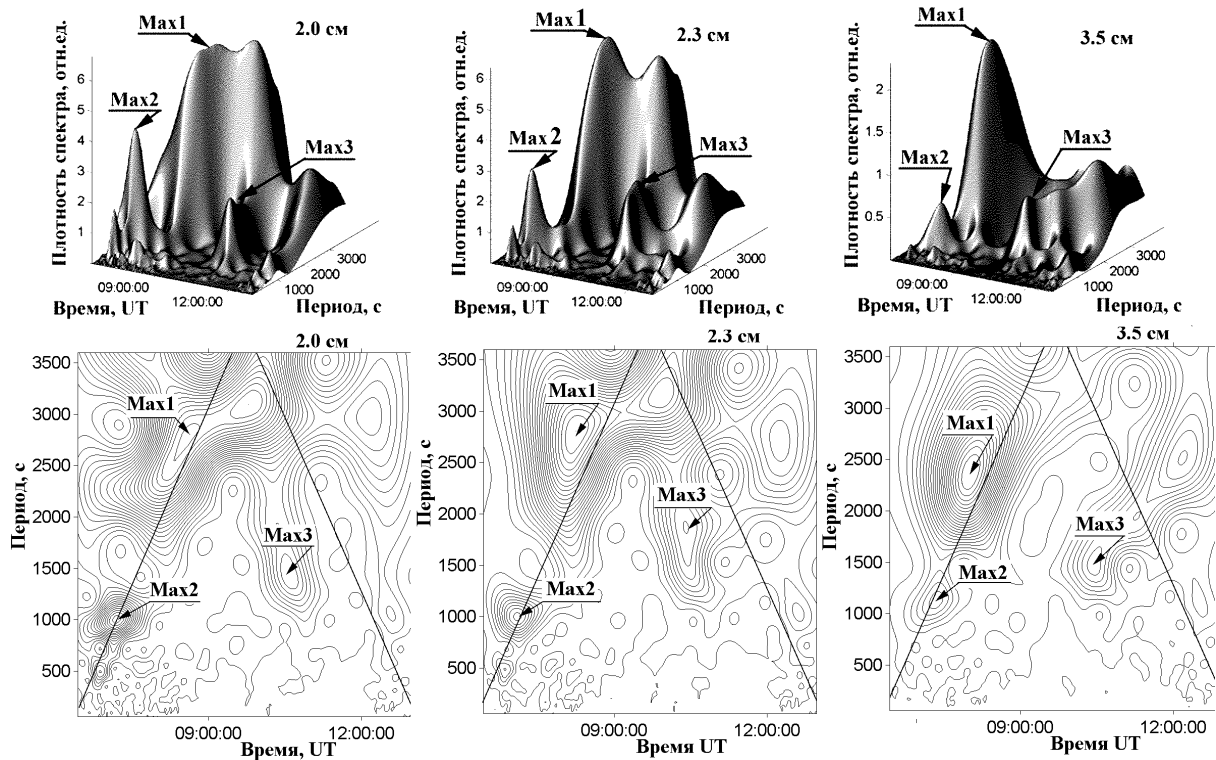


Рис. 2. Вейвлет-спектры колебаний интенсивности 07.10.2002 г.

5 Обсуждение результатов наблюдений

Сравним полученные нами численные величины с данными, опубликованными в литературе. Зависимость температуры в хромосфере от высоты над фотосферой $T_{ch}(h)$ обычно определяется по излучению линий в ультрафиолетовой области спектра (Зирин, 1969) и несколько различна в разных первоисточниках. Рассмотрим две модели хромосферы (рис. 5). Одна из них (Аллен, 1963), использовалась, например, в (Железняков, 1964) при объяснении природы медленно меняющегося компонента. Другая модель (Нойс, 1982) построена с учетом данных спутниковых измерений. Непосредственным механизмом излучения локальных источников принято считать излучение тепловых электронов в магнитных полях активной области на 2-3 гармонике гирочастоты (Железняков, 1964). Предполагается, что источники излучения оптически толстые (непрозрачные). В таком случае кинетическая температура области излучения равна измеренной при наблюдениях эффективной температуре радиоисточника. В соответствии с этим, по данным рис. 5 и нашим измерениям высота расположения источника по модели Аллена на волне 2.0 см получается около $h_{2.0} = 7.5 \cdot 10^3$ км, а источника на волне 3.5 см – $h_{3.5} = 13 \cdot 10^3$ км. Разность высот источников оказывается равной $\Delta h = 5.5 \cdot 10^3$ км. По данным другой модели эти величины равны $h_{2.0}^* = 2.0 \cdot 10^3$ км, $h_{3.5}^* = 5.5 \cdot 10^3$ км и $\Delta h^* = 2.5 \cdot 10^3$ км, т. е. они приблизительно вдвое меньше.

Так как напряженность магнитных полей различных групп пятен может существенно различаться, то и высота области генерации в каждом конкретном случае получается разной, но по наблюдениям на волне 3 см она в среднем составляет около $12 \cdot 10^3$ км (Железняков, 1964). С этой оценкой высоты расположения источников наши измерения согласуются лучше при использовании модели хромосферы Аллена. Однако в других публикациях, например, в (Ниндос и др., 2002), высота основания переходной области хромосферы принимается равной $h_0 = 2000$ км, что лучше соответствует модели Нойса.

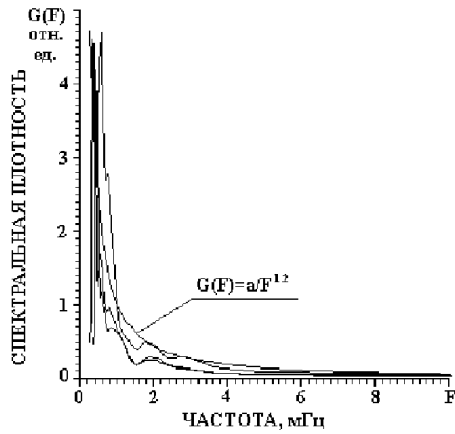


Рис. 3. Фурье-спектры колебаний

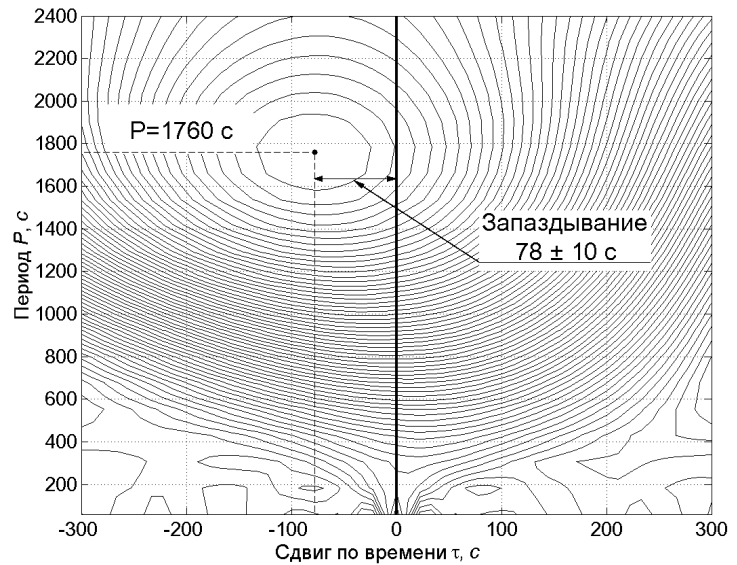


Рис. 4. Взаимная корреляция вейвлет-спектров

Далее для определенности будем рассматривать распространение акустической волны сжатия до ее перехода в ударную волну. Скорость волны (скорость звука) в хромосфере найдем по формуле:

$$V_s = \sqrt{\frac{kT_{ch}\gamma}{m_H}} \quad \text{m/s},$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, $m_H = 1.67 \cdot 10^{-27}$ кг – масса атома водорода, γ – газовая постоянная.

Температура хромосферы существенно меняется на пути распространения возмущения от нижнего источника к верхнему. Поэтому при вычислении времени распространения волны сжатия необходимо учитывать зависимость скорости звука от высоты. Пусть волна распространяется между высотами h_1 и h_2 . Рассмотрим бесконечно малый промежуток времени dt , за который волновой фронт пройдет бесконечно малое расстояние dh . Тогда, очевидно, $dt = \frac{dh}{V_S(h)}$. Интегрируя, получим:

$$t = \int \frac{dh}{V_S(h)} + C.$$

С учетом пределов интегрирования, можно записать:

$$t = \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{V_S(h)}.$$

При численном расчете использовались эмпирические зависимости $T_{ch}(h)$ (рис. 5), интерполированные кусочно-непрерывным полиномом 3-й степени, по которым вычислялась V_S как функция h . В результате было найдено, что время распространения возмущения между источниками должно быть около 100 с по модели Аллена и 45 с по модели Нойса.

Найденное нами из наблюдений время запаздывания составляет приблизительно 78 с. Это значение на 20% меньше, чем оценка запаздывания по модели хромосферы Аллена, и на 40% больше запаздывания, вычисленного по модели Нойса. Отмеченное расхождение вполне объяснимо, если учесть, что в обсуждаемых моделях хромосферы приводится среднее распределение $T_{ch}(h)$ “невозмущенного” Солнца. Известно, однако, что над активными областями расположены области с большей электронной концентрацией и повышенной температурой (корональные

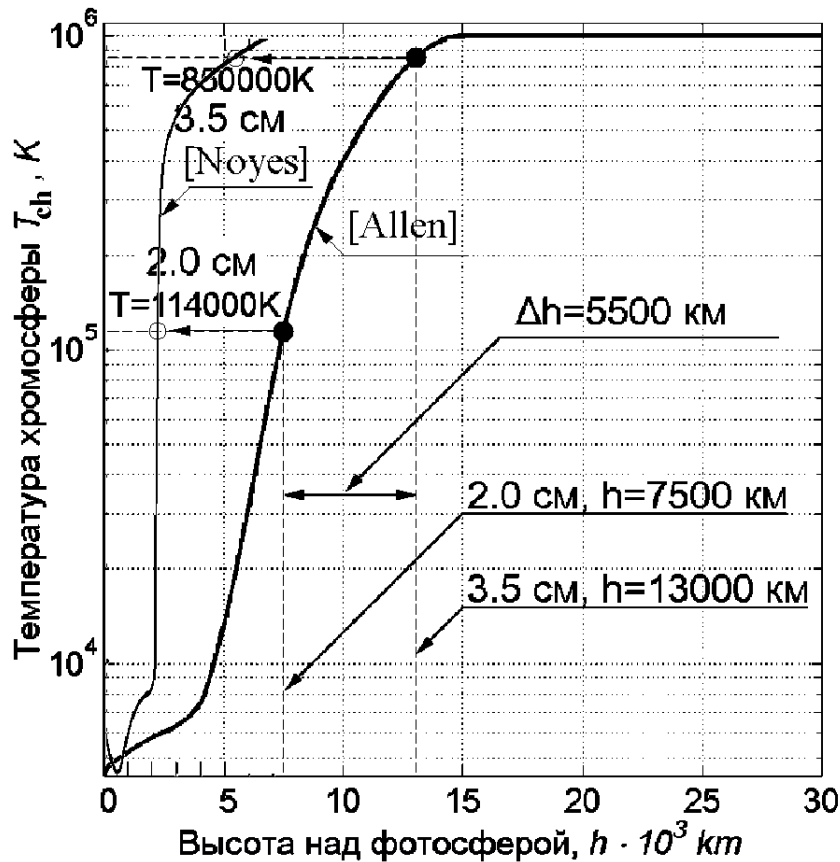


Рис. 5. Зависимость температуры T от высоты h в солнечной атмосфере

конденсации) (де Ягер, 1962). Наши результаты получены по наблюдениям именно активной области, поэтому оценка расстояния между источниками по усредненным моделям хромосферы могла привести к существенной погрешности найденной величины. По-видимому, дальнейшее изучение распространяющихся волн в хромосфере может дать сведения для уточнения параметров корональной конденсации.

Акустические волны при распространении в солнечной атмосфере теряют энергию за счет вязкости среды (Шкловский, 1962). При этом высокочастотные волны испытывают более сильное поглощение по сравнению с низкочастотными волнами. В результате на некотором удалении от места генерации этих волн акустический шум будет состоять преимущественно из низкочастотных колебаний. По-видимому, этим объясняется найденный нами (см. рис. 3) гиперболический вид Фурье-спектра колебаний.

Таким образом, проведенные оценки свидетельствуют о том, что запаздывание длинноволновых колебаний интенсивности солнечного радиоизлучения можно рассматривать как результат распространения возмущения в солнечной атмосфере через области генерации радиоволн.

6 Выводы

1. Кинетическая температура излучающих областей активной области NOAA 0139 7.10.2002 г. равнялась $114 \cdot 10^3$ K на волне 2.0 см и $850 \cdot 10^3$ K на волне 3.5 см.
2. Оценка высоты расположения источников радиоизлучения лежит между $5.5 \cdot 10^3$ и $2.0 \cdot 10^3$ км на волне 2.0 см и $13.0 \cdot 10^3$ и $5.5 \cdot 10^3$ км на волне 3.5 см в зависимости от принятой модели

хромосферы. Разброс значений можно объяснить наличием корональной конденсации, не учитываемой этими моделями.

3. Колебания интенсивности радиоизлучения с периодом 1750 с запаздывали на 78 ± 10 с на более длинной волне 3.5 см относительно колебаний на волне 2.0 см. Это запаздывание свидетельствует о распространении возмущения из нижних слоев атмосферы Солнца наружу.
4. Интенсивность колебаний радиоизлучения локального источника убывает обратно пропорционально их частоте, что можно рассматривать как результат более сильного затухания в вязкой солнечной атмосфере высокочастотных звуковых волн по сравнению с низкочастотными волнами.

В заключение авторы благодарны INTAS (грант № 00-543) за поддержку, которая была оказана при выполнении данной работы, а также выражают глубокую благодарность И.А. Будзиновской и Ю.Т. Цапу за помощь в наблюдениях на РТ-22 НИИ “КрАО”.

Литература

- Аллен (Allen C.W.) // *Astrophysical Quantities*. Univ. of London. Athlone Press. 1963. P. 291.
- Витязев В.В. // Вейвлет-анализ временных рядов. Изд. С.-Петербургского университета. 2001. С. 58.
- Гельфрейх и др. (G.V.Gelfreikh, V.Grechnev, T.Kosugi and K.Shibasaki.) // *Solar Phys.* 1999. V. 185. P. 177-191.
- Гельфрейх Г.Б., Цветков Л.И., Юровский Ю.Ф. // Доклады конференции “Горизонты Вселенной”. МГУ. ГАИШ. 3-10 июня 2004 г. Москва. 2004. С. 46-47.
- Гроссман и Морле. (Grossman A., Morlet J.) // *SIAM J. Math.* 1984. P. 723-736.
- Железняков В.В. // Радиоизлучение Солнца и планет. 1964. М. “Наука”. С. 560.
- Зирин Г. // Солнечная атмосфера. 1969. М.: “Мир”. С. 504.
- Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н. // Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: “Наука”. 1977. ГРФМЛ. С. 255.
- К.де Ягер. // Строение и динамика атмосферы Солнца. 1962. М. ИЛ. С. 376.
- Лайтес (Lites B.W.) // in *Sunspots: Theory and Observations*. ed. J.H. Thomas, & N.O. Weiss (Kluwer, Dordrecht) 1992. P. 261.
- Ниндос и др. (Nindos A., Alissandrakis C.E., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Gontikakis C.) // *A& A.* 2002. V.386. No2. P. 658-673.
- Нойс (Noyes, R. W.). // *The Sun our Star*. Harvard University Press. Cambridge. Mass. 1982.
- Прист Э.Р. // Солнечная магнитогиродинамика. 1985. М. Мир. С. 325.
- Тихонов В.И. // Статистическая радиотехника. 1982. М. Радио и связь. С. 624.
- Шварцшильд (Schwarzschild M.) // *ApJ.* 1948. V. 107. No1.
- Шкловский И.С. // Физика солнечной короны. 1962. М.: ГИФМЛ. С. 516.
- Шибасаки (Shibasaki K.) // *ApJ.* 2001. V. 550. P. 326.