

УДК 524.3

В. А. Шеминова

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03143
shem@mao.kiev.ua

Фурье-анализ спектров звезд солнечного типа

Мы применили технику преобразований Фурье с целью определения макротурбулентной скорости при условии, что микротурбулентная скорость и скорость вращения звезды неизвестны. Чтобы разделить эффекты вращения и макротурбулентности для звезд с очень медленным вращением, мы использовали в основном главный лепесток в остаточных фурье-образах наблюдаемых линий. Этот наиболее сложный случай для данной техники был протестирован на многих линиях в спектре Солнца как звезды и двух звезд. Результаты фурье-анализа удовлетворительно согласуются с результатами других методов. Средние значения микротурбулентной и макротурбулентной скоростей и скорости вращения составили соответственно 0.85, 2.22 и 1.75 км/с для Солнца, 0.58, 1.73 и 0.78 км/с для HD 10700 и 1.16, 3.56 и 6.24 км/с для HD 1835. Обнаружено, что макротурбулентная скорость уменьшается с высотой в атмосфере Солнца и звезды HD 1835. Для звезды HD 10700 она не изменяется с высотой, а скорость вращения звезды в два раза меньше, чем полученная другими методами. Сделан вывод, что метод Фурье можно применять для определения скоростей в атмосферах звезд солнечного типа с очень медленным вращением.

ФУР'Є-АНАЛІЗ СПЕКТРІВ ЗІРОК СОНЯЧНОГО ТИПУ, Шеминова В. А. — Ми застосували техніку перетворень Фур'є з метою визначення макротурбулентної швидкості при умові, що микротурбулентна швидкість та швидкість обертання зірки невідомі. Щоб відокремити ефекти обертання від ефектів макротурбулентності для зір з дуже повільним обертанням, ми аналізували в основному головну пелюстку в залишкових фур'є-образах спектральних ліній. Такий складний випадок для даної техніки був протестований на багатьох лініях у спектрі Сонця як зорі та у спектрах двох зірок. Результати фур'є-аналізу задовільно узгоджуються з результатами інших методів. Се-

редні значення мікротурбулентної і макротурбулентної швидкостей та швидкості обертання склали відповідно 0.85, 2.04 і 1.75 км/с для Сонця, 0.58, 1.73 і 0.78 км/с для HD 10700 та 1.16, 3.56 і 6.24 км/с для HD 1835. Виявлено, що макротурбулентна швидкість зменшується з висотою в атмосфері Сонця та зорі HD 1835. Для зорі HD 10700 вона не змінюється з висотою, а значення швидкості обертання зорі майже удвічі менше, ніж отримане іншими методами. Зроблено висновок, що метод Фур'є можна застосовувати для визначення швидкостей в атмосферах зірок сонячного типу з дуже повільним обертанням.

FOURIER ANALYSIS OF SPECTRA OF SOLAR-TYPE STARS, by Sheminova V. A. — We used Fourier transform techniques to identify macroturbulent velocity. The analysis is done with microturbulent velocity and rotation velocity as an unknown quantities. To separate the effects of the star rotation from the macroturbulence effects in the slowly rotating stars, we analyzed mostly the main lobe of the residual Fourier transform of the observed lines. This is most complete case in the Fourier analysis of spectral lines. It has been tested with many lines of the solar spectrum and two stars. Our results satisfactory coincide with the results of other methods. The microturbulent, macroturbulent, rotation velocities results: Sun as the star, 0.85, 2.22, 1.75; HD 10700, 0.58, 1.73, 0.78; HD 1835, 1.16, 3.56, 6.24 km/sec, respectively. Derived macroturbulent velocity decreases with the height in the atmosphere of the Sun and the HD 1835 star. For the HD 10700 star the macroturbulent velocity does not change with the height and their rotation velocity is almost two times less than the one obtained by other methods previously. It is concluded that Fourier transform techniques can be applied to determine the velocities in the atmospheres of solar-type stars with very slow rotation.

ВВЕДЕНИЕ

Современные теоретические трехмерные (3D) гидродинамические модели атмосфер, которые описывают самосогласованное поле скоростей, еще не созданы для многих звезд, поэтому для синтеза спектров часто используют одномерные (1D) модели. Чтобы описать поле скоростей в этих 1D-моделях, обычно принимают приближение микро- и макротурбулентности. В настоящее время определение параметров микро- и макротурбулентности на основании наблюдаемых звездных спектров является актуальной задачей. Эти параметры необходимы для определения химического состава звезд с использованием 1D-моделей, особенно в тех случаях, когда нельзя измерить эквивалентную ширину спектральной линии и приходится использовать форму профиля спектральной линии. Они также необходимы для тестирования теоретических 3D-моделей атмосфер. Параметры микро- и макро-

турбулентности постоянно определяют и уточняют не только для Солнца, но и для многих звезд. Определить микротурбулентную скорость значительно легче. Для этого есть разные методы, в которых используются кривые роста, полуширины, профили и эквивалентные ширины наблюдаемых линий. Для определения макротурбулентной скорости можно использовать лишь профили линий, и то при условии, что скорость вращения звезды известна. Трудность заключается в том, что макротурбулентность и вращение влияют на профиль линии почти одинаково. Чтобы разделить их влияние, применяется метод Фурье, в котором анализ профилей спектральных линий заменяется анализом преобразований Фурье этих линий.

Метод Фурье для анализа звездных спектров хорошо разработан [9, 17—21, 32], но в настоящее время, когда используются в основном автоматизированные расчеты для больших выборок звезд (например [38]), он редко применяется. Серьезные трудности для метода Фурье представляет проблема блендирования линий, низкое спектральное разрешение и низкое отношение сигнала к шуму, а также случаи очень медленного вращения звезд.

Цель данной работы показать, что с помощью метода Фурье можно оценить параметры скоростей микротурбулентности, макротурбулентности и вращения для звезд солнечного типа с очень медленным вращением. Для проверки техники Фурье мы использовали линии солнечного спектра, а также линии в спектрах двух звезд солнечного типа HD 1835, HD 10700.

МЕТОД ФУРЬЕ ДЛЯ ЗВЕЗДНЫХ СПЕКТРОВ

Метод Фурье и применение его для звездных спектров наиболее полно описан в работах Дэвида Грея [15—19]. В основу метода была положена теорема о свертке, согласно которой фурье-преобразование свертки двух функций равно произведению их собственных преобразований. Эта теорема может применяться только для независимых функций, поэтому необходимо сделать ряд приближений, чтобы применить анализ Фурье для определения скоростей нетепловых движений в атмосферах звезд. Прежде всего предполагается, что нетепловое кинематическое расширение линий обусловлено микротурбулентностью с изотропным гауссовым распределением, макротурбулентностью с изотропным гауссовым распределением и твердотельным вращением звезды.

Согласно работам [15, 18] наблюдаемый профиль линии для потока $D(\lambda)$ можно представить в виде многократной свертки между профилем истинного потока F^0 в линии, не расширенным макротурбулентностью и вращением, инструментальным профилем $I(\lambda)$, функцией макротурбулентного расширения $G(\lambda)$, функцией вращения $G(\lambda)$:

$$D(\lambda) = G(\lambda) \cdot G(\lambda) \cdot I(\lambda) \cdot F^0. \quad (1)$$

Здесь звездочка обозначает свертку как некоторую специальную операцию. Если объединить функции вращения и макротурбулентности в одну функцию макрорасширения $M(\alpha) = G(\alpha) * (\alpha)$, тогда уравнение (1) можно представить двойной сверткой:

$$D(\alpha) = M(\alpha) I(\alpha) F^0.$$

В области преобразований Фурье свертка заменяется произведением, и образ наблюдаемого профиля линии будет иметь вид

$$d(\alpha) = m(\alpha) i(\alpha) f^0(\alpha), \quad (2)$$

где строчные буквы обозначают преобразования (или образы) соответствующих функций, α — частота Фурье. Если α задана в нанометрах, то α выражается в nm^{-1} , а если α задана в единицах скорости (км/с), тогда α будет в с/км.

Для выполнения фурье-анализа необходимо вычислить образы $d(\alpha)$, $m(\alpha)$, $i(\alpha)$ и $f^0(\alpha)$, а это значит, что мы должны прежде всего вычислить соответствующие функции. Начнем с функции F^0 , которая описывает профиль истинного (или собственного) потока излучения в линии от невращающейся звезды без учета макротурбулентности и до входа в спектрограф. Она задается известным уравнением

$$F^0 = 2 \int_0^{\alpha/2} I^0 \sin \alpha \cos d \, d.$$

Здесь I^0 — профиль удельной интенсивности в отсутствие макротурбулентности, который включает компоненты атомного, термического и микротурбулентного расширения, а α — угол между нормалью к поверхности звезды и лучом зрения.

Микротурбулентность задается гауссовой функцией распределения с дисперсией σ_{mic} и вводится как свертка с термическим плюс атомным коэффициентом поглощения в линии на каждой глубине в атмосфере. В общем собственный профиль F^0 вычисляется с помощью решения уравнения переноса для заданной модели атмосферы.

Чтобы учесть движение газа в фотосфере в масштабах, больших по сравнению со средней длиной свободного пробега фотона, вводят функцию макротурбулентности, которую можно задать в виде изотропной гауссовой функции:

$$i(\alpha) = \frac{1}{\sigma_{mac} \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma_{mac}^2} \right), \quad (3)$$

где дисперсией является макротурбулентная скорость σ_{mac} , которая не изменяется с высотой в атмосфере. Грей [17, 18] предложил использовать радиально-тангенциальную функцию распределения макротурбулентных скоростей в виде суммы двух гауссиан, предполагая чисто радиальное и чисто тангенциальное движения со скоростями σ_R и σ_T , которые занимают на поверхности диска площади S_R и S_T соответственно. Если пренебречь изменением интенсивности от центра к

краю и использовать радиально-тангенциальную функцию макротурбулентности, то уравнение (1) примет более сложный вид:

$$D(\theta) = G(\theta) \cdot 2[S_R(\theta) S_T(\theta)] I(\theta) F^0.$$

Здесь радиальная $S_R(\theta)$ и тангенциальная $S_T(\theta)$ функции определяются как

$$S(\theta) = \int_0^{\theta} (\theta')^{1/2} \exp(-1/u^2) du, \quad (4)$$

где $u = (\theta_R \cos \theta) / \theta'$ для S_R и $u = (\theta_T \sin \theta) / \theta'$ для S_T .

Для фурье-анализа обычно используют простой случай, принимая $S_R = S_T = 0.5$ и $\theta_R = \theta_T = \theta$.

Влияние вращения на профиль линии учитывается с помощью функции вращения $G(\theta)$, которая задается известным аналитическим выражением [15, 17]

$$G(x) = c_1(1 - x^2)^{1/2} + c_2(1 + x^2), \quad (5)$$

где $c_1 = 2(1 - \mu)$, $c_2 = 0.5$, а μ — коэффициент потемнения диска к краю, который определяется из закона потемнения интенсивности в непрерывном спектре:

$$I_c(\theta) = I_c(0)(1 - \mu \cos \theta). \quad (6)$$

Параметр μ зависит от θ и от звезды. Параметр $x = \mu / (v \sin i)$ для $|x| \leq 1$, где i — угол между осью вращения и лучом зрения, v — скорость вращения на экваторе, $v \sin i$ — компонент скорости вращения вдоль луча зрения, вызывающий доплеровский сдвиг λ . Остальные обозначения общеизвестны.

Искажения и размытие спектра звезды, обусловленные недостаточным спектральным разрешением спектрографа и другими эффектами, описывает инструментальная функция $I(\theta)$, которую можно задать в виде гауссовой функции:

$$I(\theta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\sigma^2}\right),$$

где дисперсия $\sigma^2 = V^2 / c^2$, $V = FWHM / (2\sqrt{\ln 2})$. Полная ширина на половине максимума инструментального профиля $FWHM = c/R$, где R — разрешающая сила спектрографа.

В данной работе наша задача состоит в том, чтобы с помощью уравнения (2) определить параметры микро-макротурбулентных скоростей и скорости вращения, т. е. μ_{mic} , μ_{mac} и $v \sin i$ соответственно. В принципе фурье-анализ позволяет определить параметр μ_{mic} из положения первого бокового лепестка в наблюдаемом образе $d(\theta) / i(\theta)$. Задавая μ_{mic} , вычисляем образ $f^0(\theta)$ и находим наилучшее совпадение его с образом $d(\theta) / i(\theta)$. Таким образом получаем значение μ_{mic} , и собственный образ $f^0(\theta)$ становится известным. Затем из уравнения (2) находим остаточный образ $m(\theta) = d(\theta) / i(\theta) / f^0(\theta)$. Дальнейшая интерпретация остаточного образа $m(\theta)$ позволяет определить осталь-

ные свободные параметры v_{mac} и $v \sin i$. Для этого вычисляем произведение образов функции вращения и функции макротурбулентности и сравниваем с образом $m(\lambda)$. Наилучшее совпадение определяет искомые параметры скоростей v_{mac} и $v \sin i$. Процедура детально описано в работе [18].

Преимущество данного метода Фурье заключается в том, что можно обойти сложное математическое действие, называемое сверткой функций, и оперировать просто умножением образов этих функций или их делением. Слабым местом в этом методе является предположение о независимости профиля интенсивности линии от положения на диске.

В этой связи Смит и Домини [34] предложили использовать интегральный метод, в котором рассматривается не остаточный образ, а образ наблюдаемого профиля линии, который сопоставляется с образом профиля линии, вычисленного методом численного интегрирования по всему диску с учетом изменения интенсивности линии от центра к краю диска. Брюнинг [10] проверял эти два варианта фурье-метода и сделал вывод, что для звезд позднего типа неучет изменения интенсивности от центра к краю может привести к систематической переоценке или недооценке расширения в линиях, которое зависит от силы линии. Некоторые солнечные линии показывают несколько процентов в изменении I^0 как функции λ , тогда как другие почти не изменяют свою интенсивность от центра к краю диска. Но для большинства солнечных линий сильные изменения встречаются только вблизи края, т. е. только в незначительной части диска. Это значит, что приближение $I^0 = \text{const}$ не вносит серьезные погрешности в результат. Если изменения от центра к краю меньше, чем расширение доминантным механизмом, например вращением для звезд с $v \sin i > 10$ км/с, то это приближение вовсе не отразится на результатах фурье-анализа.

С другой стороны, если все три параметра v_{mic} , v_{mac} и $v \sin i$ неизвестны, и их необходимо определить, тогда интегральный метод [34] практически не работает. Это происходит потому, что в процессе подгонки используются только образы наблюдаемого и вычисленного профиля линии, и неоднозначность значительно больше, чем тогда, когда используется наблюдаемый, собственный и остаточный образы.

ОСОБЕННОСТИ ФУРЬЕ-АНАЛИЗА ЗВЕЗДНЫХ СПЕКТРОВ

В фурье-анализе есть такой параметр, как частота Найквиста, которая определяет самую высокую из рабочих частот в образе, дающих правильное восстановление функции. Она обозначается f_N и вычисляется согласно формуле $f_N = 0.5 / \Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ называют интервалом дискретизации. Если, например, $\Delta\lambda = 1$ пм, то частота Найквиста равна $f_N = 500 \text{ нм}^{-1}$. Это значит, что все частоты меньше 500 нм^{-1} можно в принципе анализировать, если они будут выше уровня шума.

На точность результатов фурье-анализа влияют погрешности наблюдений, которые создают хорошо заметный постоянный белый шум в образе наблюдаемого профиля. Белый шум зависит от ошибок измерения линии, а не от силы линии. Согласно [17, 32] уровень белого шума в образе определяется по простой формуле

$$S(\lambda) = S(\lambda) / \sqrt{N},$$

где $S(\lambda)$ — ошибка данных наблюдений (отношение шума к сигналу), N — количество точек в профиле наблюдаемой линии, λ — расстояние между измеряемыми точками профиля. Увеличение отношения сигнал/шум в наблюдениях уменьшает уровень шума и позволяет анализировать более высокие частоты в образе линии. Для фурье-анализа желательно, чтобы сигнал/шум был в пределах 300...1000, но даже это не избавит наблюдаемые профили от блендирования слабыми линиями, которые вносят дополнительные шумы в образ. Согласно данным [35], если бленда слабая, то ее наличие проявляется в фурье-образе линии как синусоидальный фильтр малой амплитуды. Поэтому для фурье-анализа очень важно иметь чистые от бленд профили линий, крылья которых плавно переходят в континуум. При этом профили линий должны быть симметричными. Но даже при относительно низком уровне шума, чистых от бленд линиях и высоком разрешении возникают разногласия при согласовании боковых лепестков на высоких частотах в остаточных образах, и не всегда их легко анализировать.

Причиной возникающих трудностей при согласовании боковых лепестков может быть величина скорости вращения звезды. Смит [33] обратил особое внимание на ограничения при детектировании малых скоростей вращения. Чем больше параметр $v \sin i$, тем больше нулей и боковых лепестков в образе функции вращения, и тем легче разделить влияние вращения и макротурбулентности в образах наблюдаемых профилей линий.

В звездах с медленным вращением образ функции вращения мало влияет на наблюдаемый образ. Часто не видно боковых лепестков в образе функции вращения, и приходится работать только с главным лепестком. Собственное, макротурбулентное и вращательное расширение профиля линии становятся сравнимыми. В зависимости от комбинации их образов устанавливается полезная область частот для анализа. В таких случаях образ вращения имеет плоскую форму на вершине, а образы собственного профиля и макротурбулентности имеют резкий спад на низких частотах. В результате наблюдаемый образ линии быстро падает в шумы, и мы встречаем большие трудности в измерении параметров скоростей макрорасширения, тогда как скорость микротурбулентности может быть надежно определена. Это означает, что даже при высоким отношении сигнал/шум и высоком разрешении нельзя восстановить высокие частоты и получить надежные результаты для $v_{\text{mac}}, v \sin i$.

Смит [33] полагает, что предельной скоростью вращения, которую можно надежно отделить от макротурбулентности и измерить, является скорость $v \sin i = 2 \dots 2.5$ км/с. Он разделил звезды с медленным вращением на три категории:

1) низкие скорости вращения (6...10 км/с), для измерения которых можно использовать положение первого нуля и форму бокового лепестка. В их анализе возможны проблемы отклонения от локального термодинамического равновесия (ЛТР) и блендирование в континууме;

2) очень низкие скорости (2.5...6 км/с), для измерения которых можно использовать только форму главного лепестка с возможными проблемами в инструментальном профиле, в неопределенности параметров микротурбулентности и макротурбулентности;

3) ультранизкие скорости ($< 2 \dots 2.5$ км/с), которые устанавливают практический предел определения скоростей данным методом.

Согласно этой классификации звезды солнечного типа относятся к ультранизкой категории, в их спектрах практически нет чистых от бленд линий, континуум не всегда можно надежно установить, и к тому же возможны эффекты отклонения от ЛТР. Поэтому фурье-анализ этих звезд является особенно трудной задачей, поскольку необходимо выполнять анализ только главного лепестка при условии, что значения параметров v_{mac} , $v \sin i$, v_{mic} неизвестны. Ширина полезной для анализа области частот в главном лепестке относительно небольшая и может изменяться от звезды к звезде и даже от линии к линии.

ТЕХНИКА ФУРЬЕ-АНАЛИЗА ДЛЯ ЗВЕЗД С ОЧЕНЬ МЕДЛЕННЫМ ВРАЩЕНИЕМ

Для звезд солнечного типа мы протестировали варианты техник фурье-анализа, разработанные Греем [15, 16, 18, 19, 21], а также вариант интегрального метода Фурье, предложенный Смитом и др. [32, 34, 35]. Как оказалось, для этих звезд можно использовать в основном только главный лепесток, а это не всегда дает однозначные результаты. Мы пришли к выводу, что метод Фурье, основанный на теореме о свертке, работает более надежно в данном случае. Нам не удалось определить v_{mic} по положению первого нуля в образе $d(\)$ для предельного случая медленных звезд ($v \sin i < 2$ км/с). Это обстоятельство усложнило поставленную задачу. Поэтому наша техника отличается от разработанных ранее. Фурье-образы всех функций вычислялись по программе для быстрого преобразования Фурье, составленной К. Пикаловым. Ниже мы пошагово описываем процедуру, которую применяли в данной работе.

Шаг 1. Согласно требованиям фурье-анализа профили спектральных линий выражаем в глубинах линии, чтобы начало и конец профиля плавно переходили к нулю. Выбранную линию проверяем на нали-

чие невидимых бленд, которые могут создать асимметрию профиля линии. Для этого используем метод синтеза линий, модель атмосферы и полный список бленд. В тех случаях, когда нет чистых линий, берем линию, в которой основная часть крыльев чистая (или хотя бы одно крыло чистое). Выполняем корректировку профиля так, чтобы он был симметричным, без бленд, и крылья плавно достигали уровня континуума. Для этого с помощью модели фотосферы мы вычисляем профиль линии и согласовываем вычисленный профиль с чистыми участками наблюдаемого профиля. Свободными параметрами могут быть один или несколько из параметров расширения и содержания A . Для исправленного наблюдаемого профиля вычисляем эквивалентную ширину W_{obs} и фурье-образ $d(\lambda)$.

Шаг 2. Вычисляем собственный профиль линии F^0 в приближении ЛТР, используя модель атмосферы и изотропное гауссово распределение микротурбулентных скоростей для набора значений v_{mic} . Эквивалентную ширину собственного профиля W согласовываем с наблюдаемой W_{obs} при помощи подбора содержания A . Равенство $W = W_{obs}$ обеспечивает равенство максимальных амплитуд главного лепестка в образах $d(\lambda)/i(\lambda)$ и $f^0(\lambda)$. Это условие является необходимым в фурье-анализе и должно строго выполняться. Для полученного набора собственных профилей вычисляем их фурье-образы $f^0(\lambda, v_{mic}, A)$.

Шаг 3. Вычисляем инструментальный профиль и его фурье-образ $i(\lambda)$. Для солнечного спектра разрешение $R = 300000$, полуширина $FWHM = c/R = 1$ км/с и параметр $V = FWHM / (2\sqrt{\ln 2}) = 0.6$ км/с. Для звездных спектров разрешение $R = 48000$, полуширина $FWHM = 6.25$ км/с и $V = 3.75$ км/с.

Шаг 4. Вычисляем функцию макротурбулентного расширения $m(\lambda)$, используя как изотропное по диску распределение (3) с $m_{mac} = \text{const}$, так и неизотропное радиально-тангенциальное распределение (4) с $v_{RT} = \text{const}$ для всех слоев фотосферы. Вычисляем функцию вращения $G(\lambda)$ из (5) с коэффициентом потемнения диска к краю, который предварительно вычисляется из уравнения (6) и модели атмосферы. Задавая начальное значение скорости вращения, например $v \sin i = 1$ км/с, и набор значений макротурбулентных скоростей, вычисляем соответственно набор функций $m(\lambda)$, $G(\lambda)$ и произведений их образов. Повторяем подобные вычисления для другого значения $v \sin i$ с тем же набором макротурбулентных скоростей и т. д. В результате получаем широкий набор образов $m(\lambda, v \sin i, m_{mac})$.

Шаг 5. Вычисляем остаточные образы, разделив $d(\lambda)/i(\lambda)$ на каждый образ из полученного в шаге 2 набора $f^0(\lambda, v_{mic}, A)$. Сравниваем первый остаточный образ с полученными в шаге 4 образами функции макрорасширения $m(\lambda, v \sin i, m_{mac})$. Находим среди них наилучшее совпадение путем вычисления минимума среднего квадратичного отклонения χ^2 . Затем повторяем эту процедуру для следующего остаточного образа с другим значением v_{mic} и т. д. Затем определяем

минимальное значение среди полученных ². Этот итерационный процесс требует визуального контроля. В конечном итоге минимум ² определяет все искомые параметры ν_{mac} и $\nu \sin i_{mic}$, A .

Шаг 6. Для контроля вычисляем профиль линии методом синтеза, используя модель атмосферы и полученные из фурье-анализа значения параметров ν_{mac} , $\nu \sin i_{mic}$, A . Удовлетворительное совпадение вычисленного и наблюдаемого профилей линии определяется минимумом ². Если совпадение профилей неудовлетворительное, повторяем процедуру, проверяя каждый шаг и изменяя, например, шаг свободных параметров. Иногда приходится повторить коррекцию наблюдаемого профиля от бленд, а иногда следует вовсе отказаться от данной линии, если не удастся убрать все бленды.

ВЫБОР ИСХОДНЫХ ДАННЫХ И СИНТЕЗИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ

Для анализа из большого списка линий нейтрального железа мы отобрали линии в диапазоне эквивалентных ширин $W = 2 \dots 20$ пм (табл. 1). Список и количество избранных линий от звезды к звезде слегка различается вследствие различий в блендировании и в силе линии. Полный список бленд в диапазоне длин волн избранной линии был взят из базы атомных спектральных линий Р. Куруца (CD-ROM 23, <http://www.pmp.uni-hannover.de/cgi-bin/ssi/test/kurucz/sekur.html>), а также из базы данных VALD [27]. Данные для сил осцилляторов $lggf$ были взяты из работы [12], которая содержит результаты компиляции экспериментальных данных. Мы использовали только данные $lggf$ с погрешностью 3...10 %.

Спектр Солнца как звезды был взят из атласа [24]. Его спектральное разрешение около 300000. Наблюдаемые спектры двух звезд HD 1835 и HD 10700 и фундаментальные параметры этих звезд предоставлены Я. Павленко и А. Иванюком. Наблюдения были выполнены Дженкинс и др. [25] на 2.2-м телескопе MPG/ESO в Чили со спектрографом FEROS с разрешающей силой 48 000 и отношением сигнал/шум выше 150.

Синтез спектральных линий выполнялся с помощью кода SPANSAT [1], в котором предполагается условие ЛТР во всех вычислениях. Гауссово распределение микротурбулентных скоростей учитывается путем свертки с коэффициентом поглощения в линии в каждом атмосферном слое. Для учета макротурбулентных движений используется два варианта: поле макротурбулентных скоростей с изотропным гауссовым распределением и с радиально-тангенциальным распределением. Учет вращения звезды выполняется путем прямого интегрирования интенсивности по диску звезды. Постоянная затухания Ван-дер-Ваальса рассчитывается согласно методу Энсти — Барклема — О'Мара. Необходимые параметры затухания и взяты из таблиц [7, 8]. Инструментальный профиль предполагается гауссовым

Таблица 1. Параметры отобранных для фурье-анализа линий (энергия возбуждения E_{exp} , силы осцилляторов $lggf$, глубины линий d , эквивалентные ширины W , средние эффективные глубины формирования $lg_{s,W}$), а также полученные оценки макротурбулентной изотропной скорости mac и радиально-тангенциальной скорости RT , микротурбулентной скорости mic , скорости вращения $v \sin i$ и содержания железа A

λ , нм	E_{exp} , эВ	$lggf$	d	W , пм	$lg_{s,W}$	RT° км/с	mac° км/с	mic° км/с	$v \sin i$, км/с	A
СОЛНЦЕ КАК ЗВЕЗДА										
448.42249	3.603	-0.864	0.800	11.47	-1.48	2.95	2.05	0.8	1.74	7.640
460.20044	1.608	-3.154	0.726	7.48	-1.88	3.05	2.05	0.8	1.76	7.596
499.41363	2.198	-1.136	0.809	11.49	-2.42	2.9	2.0	0.9	1.80	7.514
504.98243	2.279	-1.355	0.823	17.27	-2.06	2.9	2.00	0.75	1.71	7.582
508.33395	0.958	-2.958	0.807	11.83	-2.46	2.9	2.0	0.9	1.71	7.482
524.24920	3.635	-0.967	0.699	9.44	-1.63	2.95	2.05	0.7	1.77	7.635
524.70497	0.087	-4.946	0.660	6.89	-2.09	2.85	1.95	0.8	1.79	7.622
525.02085	0.121	-4.938	0.651	6.91	-2.08	3.0	2.1	0.8	1.72	7.658
549.75146	1.011	-2.849	0.786	12.90	-2.50	2.7	1.85	0.9	1.81	7.492
550.14605	0.958	-3.047	0.774	12.09	-2.49	2.85	1.95	0.9	1.74	7.521
550.67793	0.990	-2.797	0.794	13.31	-2.57	2.65	1.85	0.95	1.75	7.464
566.13418	4.285	-1.756	0.212	2.24	-0.64	3.05	2.1	1.0	1.72	7.391
570.54616	4.302	-1.355	0.344	3.96	-0.81	3.3	2.3	0.8	1.68	7.408
577.84518	2.588	-3.430	0.214	2.28	-0.97	3.3	2.25	0.9	1.77	7.440
HD 10700										
460.19947	1.608	-3.154	0.508	7.27	-1.77	2.4	1.7	0.4	0.79	7.140
499.41265	2.198	-1.136	0.648	12.07	-2.24	0.55	0.4	0.5	0.79	7.025
524.24940	3.635	-0.967	0.480	8.17	-1.43	2.1	1.5	0.7	0.78	6.990
537.95734	3.695	-1.514	0.345	5.27	-1.13	2.4	1.7	0.4	0.80	7.090
541.27820	4.435	-1.716	0.085	1.32	-0.50	2.3	1.6	0.8	0.78	6.990
549.75121	1.011	-2.849	0.650	14.57	-2.26	0.85	0.6	0.7	0.78	7.031
550.14629	0.958	-3.047	0.622	13.10	-2.28	1.15	0.80	0.7	0.78	7.032
550.67764	0.990	-2.797	0.649	14.44	-2.28	0.40	0.30	0.7	0.75	6.945
566.13464	4.285	-1.756	0.092	1.48	-0.54	2.60	1.85	0.4	0.80	6.940
577.84545	2.588	-3.430	0.121	1.94	-0.91	3.05	2.05	0.5	0.78	7.016
HD 1835										
448.42307	3.603	-0.864	0.568	13.70	-1.27	5.0	3.4	1.3	6.21	7.822
460.20048	1.608	-3.154	0.441	9.22	-1.66	5.25	3.65	1.2	6.26	7.818
524.24919	3.635	-0.967	0.454	11.64	-1.33	4.85	3.55	1.1	6.26	7.890
537.95767	3.695	-1.514	0.323	7.86	-0.88	5.45	3.75	1.0	6.29	7.868
549.75028	1.011	-2.849	0.579	17.02	-2.30	5.1	3.4	1.25	6.23	7.858
550.14664	0.958	-3.047	0.535	15.16	-2.33	5.0	3.4	1.2	6.21	7.839
550.67787	0.990	-2.797	0.560	17.09	-2.29	5.45	3.8	1.1	6.24	7.841

и учитывается путем свертки с профилем линии.

Модель атмосферы Солнца взята из базы MARCS [23]. Модели атмосфер для звезд были получены путем интерполяции данных из базы MARCS для принятых нами фундаментальных параметров: эффективная температура $T_{эф}$, ускорение свободного падения lgg , металличность $[M/H]$ (табл. 2). Химический состав для Солнца соответствует данным Асплунда и др. [6]. При пересчете моделей атмосфер использовались уравнение состояния для идеального газа, состоящего из молекул, атомов, ионов, электронов, и учитывалось лучистое давление. Непрозрачность атмосферы вычислялась на основании программ Куруца [28] с учетом широкого спектра поглотителей.

Таблица 2. Параметры звезд (эффективная температура $T_{\text{эф}}$, ускорение свободного падения lgg , металличность [M/H]) и средние значения скоростей и содержания железа, полученные из фурье-анализа

Звезда	$T_{\text{эф}}$, К	lgg	[M/H]	$_{RT}$, км/с		$_{mac}$, км/с	$_{mic}$, км/с	$v \sin i$, км/с	A
Солнце	5777	4.44	0.00	3.22	0.14	2.22 ± 0.10	0.85 ± 0.09	1.75 ± 0.04	7.53 ± 0.09
				$2.89 \pm 0.12^*$		$1.99 \pm 0.08^*$			
HD 10700	5383	4.59	-0.60	2.47 ± 0.32		1.73 ± 0.19	0.58 ± 0.15	0.78 ± 0.01	7.02 ± 0.06
				$0.74 \pm 0.33^*$		$0.52 \pm 0.22^*$			
HD 1835	5807	4.47	0.20	5.15 ± 0.23		3.56 ± 0.17	1.16 ± 0.10	6.24 ± 0.03	7.85 ± 0.03

* Верхняя строчка оценок $_{RT}$ и $_{mac}$ получена по слабым линиям, нижняя — по более сильным линиям

РЕЗУЛЬТАТЫ И ДИСКУССИЯ

Солнце как звезда. Для Солнца нам удалось выбрать наибольшее количество линий — 14. На примере одной типичной линии на рис. 1, *а* показано, как выглядит наблюдаемый профиль после коррекции и симметризации, а на рис. 1, *б* показан фурье-образ этого профиля и образы других функций. В результате согласования остаточного образа этой же линии с образом функции макрорасширения лучшее совпадение достигнуто в области главного лепестка до частоты $\omega = 60 \text{ нм}^{-1}$. Там, где собственный образ резко уменьшается, начинают увеличиваться несоответствия. Хотя эта линия с $W = 12.1 \text{ пм}$ имеет хорошо выраженный боковой лепесток, и хорошо виден первый нуль вблизи $\omega = 95 \text{ нм}^{-1}$, согласовать их не удается. Они находятся вблизи уровня шума (около -3.5). Если мы подберем $_{mic}$ и A так, чтобы это положение совпало, тогда получаем плохое совпадение в области главного лепестка. В данном случае критерием является контрольный профиль линии, вычисленный с параметрами $_{mic}$, $_{RT}$, $v \sin i$ и A , выведенными из согласования фурье-образов. Оказалось, что лучшее совпадение наблюдаемого и контрольного профилей происходит в случаях подгонки только главного лепестка. Отсюда вывод, что необходимым условием является совпадение не только максимальной амплитуды, но и основной части главного лепестка в остаточных образах.

Сравнение контрольных и наблюдаемых профилей показало, что при наилучшем их совпадении центральная часть наблюдаемого профиля глубже на 0.5...2 % (рис. 1, *а*). В общем такой эффект наблюдается для большинства солнечных линий из нашего списка, кроме самых слабых линий. Можно предположить, что это следствие неучета изменений собственного профиля от центра к краю. Попытка найти лучшее совпадение путем сравнения не образов, а профилей потока, не увенчалась успехом. Эффект несовпадения центральной части профиля в умеренно сильных линиях давно известен в синтезе солнечного спектра. Герен [14] объяснял это тем, что использование независимых от

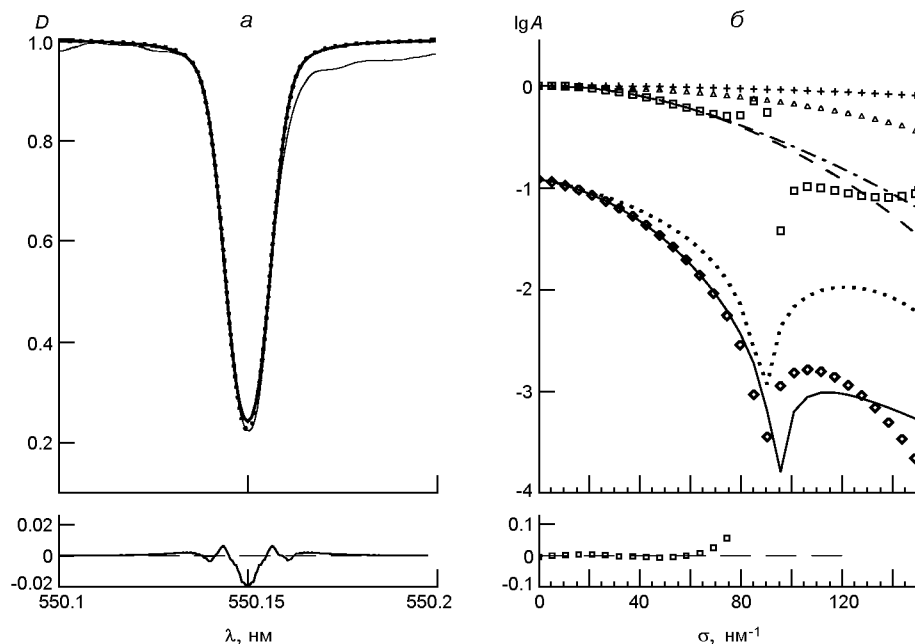


Рис. 1. Солнце: *a* — наблюдаемый (тонкая линия), скорректированный (пунктирная линия) и контрольный (жирная линия) профили типичной линии; *б* — фурье-образы профилей: наблюдаемого (сплошная линия), собственного (пунктирная), комбинированного изотропного макротурбулентного с вращением (штриховая), комбинированного радиально-тангенциального макротурбулентного с вращением (штрихпунктирная), вращения (треугольники), инструментального (плюсы), остаточного (квадратики), восстановленного (ромбики). Разности между данными вычислений и наблюдений показаны внизу рисунков

высоты в фотосфере параметров микро- и макротурбулентности не позволяет одновременно восстановить крылья и ядро в умеренно сильных наблюдаемых линиях. Результаты синтеза солнечных линий с 3D-моделями без использования приближения микро- и макротурбулентности [31] показали также подобный эффект, который, по мнению авторов, обусловлен неучтенными в синтезе линий неЛТР-эффектами. По-видимому, это действительно так, потому что ядро линии при ЛТР менее глубокое. Грей [20] также отмечает этот эффект в профилях более горячих звезд и предлагает понижением температуры в высоких слоях фотосферы скомпенсировать несовпадение в ядрах синтетических и наблюдаемых профилей.

Оценки скоростей и содержания железа, полученные в результате фурье-анализа по солнечным линиям представлены в табл. 1 и показаны на рис. 2, *a*. Полученные значения параметров v_{RT} , v_{mac} уменьшаются с увеличением силы линии. Слабые линии формируются в фотосфере глубже, чем сильные, и показывают, что скорости заметно выше в нижней фотосфере, чем в верхней. Чтобы это проверить, мы вычислили среднюю оптическую эффективную глубину образования профиля потока для каждой линии по формуле

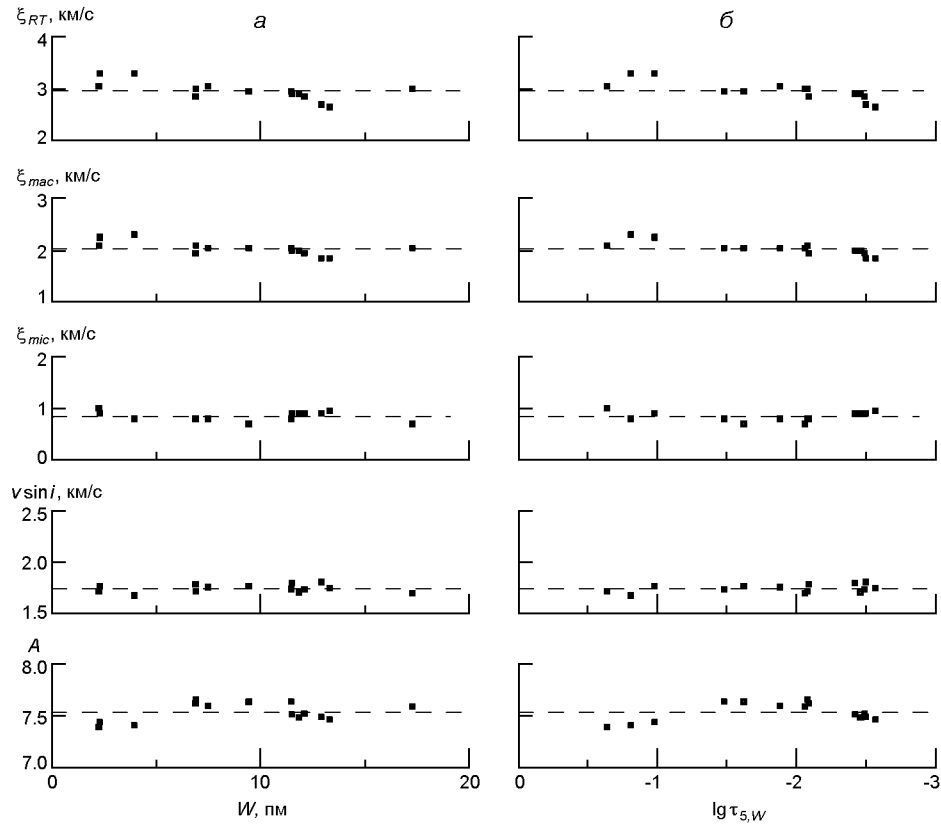


Рис. 2. Параметры атмосферы Солнца, полученные в результате фурье-анализа по каждой линии: *а* — в зависимости от эквивалентной ширины, *б* — в зависимости от средней оптической эффективной глубины формирования линии. Среднее значение показано штриховой линией

$$s_{5,W} = \frac{1}{W} \int_0^W s(\mu) D(\mu) d\mu,$$

где

$$s(\mu) = \int_0^1 s(\mu, \eta) d\eta,$$

$s(\mu, \eta)$ — эффективная оптическая глубина формирования конкретной точки профиля в положении $\mu \cos \eta$ на диске звезды, которая вычисляется как средневзвешенное по депрессионной функции вклада F_D . Величина $D(\mu)$ — глубина линии в точке профиля. Детали вычисления F_D можно найти в работе [2].

Полученные зависимости параметров от $s_{5,W}$ (рис. 2, б) подтверждают известный факт, что макротурбулентная скорость имеет тенденцию понижаться с высотой в фотосфере. Например, в работах Р. И. Костика [26], В. А. Шеминовой [4], Э. А. Гуртовенко и В. А. Шеминовой [22] было показано, что макротурбулентная скорость уменьшается с высотой. Это связано с затуханием конвективных движений

и осцилляций в верхних слоях солнечной фотосферы. Отсюда следует, что в синтезе профилей линий для потока нельзя использовать одну усредненную скорость для линий разной силы. Чтобы показать зависимость макротурбулентности с высотой, мы разделили все линии на две группы. В одну группу входят линии с $\lg_{5W} > -1$, что соответствует приблизительно $W < 5$ км, а в другую группу входят все остальные линии. Мы получили $v_{mac} = 2.22 \dots 1.99$ км/с соответственно по слабым и более сильным линиям. Эти результаты удовлетворительно согласуются с данными, имеющимися в литературных источниках. Например, для Солнца как звезды в работах [3, 5, 13, 39] были получены значения $v_{mac} = 2.3 \dots 1.9$ км/с, а в работе [11] из анализа данных для центра и края солнечного диска после конвертации к полному диску получено $v_{mac} = 1.9$ км/с. Теоретические расчеты [36], выведенные из 3D-моделей атмосфер, дают $v_{mac} = 2.2$ км/с.

Отдельно остановимся на скорости макротурбулентности в приближении радиально-тангенциальной модели (RT-модель). В работах [16—19] обсуждалось применение RT-модели и сделан вывод, что для звезд-гигантов позднего типа RT-модель хорошо восстанавливает фурье-образ наблюдаемых профилей. Предполагалось также, что RT-модель должна хорошо работать для большинства звезд на диаграмме $H - R$. В данном анализе тоже применялась RT-модель для всех анализируемых звезд. В общих чертах можно отметить, что разница между обычной изотропной гауссовой моделью и RT-моделью есть, и действительно RT-модель дает лучшее согласие остаточных образов только для звезд с большим макрорасширением. Различие между RT-моделью заметно на более высоких частотах. Это хорошо видно на рис. 1, б, где штриховая линия показывает остаточный образ для гауссовой модели, а штрихпунктирная — для RT-модели. Для анализа звезд солнечного типа используется в основном главный лепесток, поэтому различие между двумя моделями макротурбулентности очень малое. Полученные зависимости для v_{RT} и v_{mac} похожи между собой (рис. 2, б). Средние результаты по группе слабых и более сильных линий $v_{RT} = 3.22 \dots 2.89$ км/с удовлетворительно согласуются с результатами других работ, например, Грей [18] получил $3.8 \dots 3.1$, Шеминова и Гадун [5] — 2.6 , Такеда [37] — $4.0 \dots 2.3$, Герен [14] — 3.2 , Машонкина и др. [29] — $3.8 \dots 2.6$, Стеффен и др. [36] — 3.45 . Как можно заметить, разброс значений в разных исследованиях происходит в диапазоне от 2.6 до 4 км/с, что в общем подчеркивает тот факт, что в разных анализах использованы разные по силе линии, которые формируются в разных по высоте слоях и поэтому показывают разные по величине скорости макротурбулентности.

Для остальных параметров, которые не показывают изменений с высотой, результаты усреднялись по всем линиям. Микротурбулентная скорость почти не изменяется с увеличением W в пределах ошибок и практически не зависит от высоты в фотосфере (рис. 2). В среднем $v_{mic} = 0.85 \pm 0.09$ км/с. Ранее в работе [5] для Солнца как звезды

методом Фурье было получено 0.8 км/с. Другими методами в работах [30, 39] было получено значение 0.75 км/с. Наш результат удовлетворительно согласуется с полученными ранее данными в пределах точности этого анализа.

Полученная скорость вращения в среднем равна $v \sin i = 1.75 \pm \pm 0.04$ км/с. В результате выполненного анализа подтверждается, что лучшее согласие остаточных образов менее чувствительно к изменению скорости вращения и макротурбулентности, чем к скорости микротурбулентности. Можно отметить, что при подборе параметра $v \sin i$ минимальное отклонение остаточных образов ² мало изменяется в пределах $v \sin i = 1.65 \dots 1.85$ км/с. О таком же различии результатов свидетельствуют данные других исследований. В работах [30, 39] по профилям линий было получено $v \sin i = 1.6$, а в работе [38] — 1.7 км/с. В работе [10] методом Фурье получена оценка 1.85 ± 0.1 км/с.

В данном анализе не ставится задача определения содержания *A* железа, но это один из параметров, который совместно с микротурбулентной скоростью подбирается по эквивалентной ширине наблюдаемого профиля линии. При условии надежных значений сил осцилляторов и при корректном исправлении от бленд полученное в данном анализе значение $A = 7.53 \pm 0.09$ должно соответствовать общепринятому в настоящее время значению 7.47 ± 0.04 , полученному из профилей в центре диска Солнца в работе [31]. Отметим также, что для Солнца как звезды Валенти и Пискунов [39] получили значение 7.49, а Павленко и др. [30] — 7.56. Удовлетворительное согласие содержания железа с результатами других методов в пределах точности данного анализа подтверждает достоверность наших результатов и по этому параметру.

Итак, выполненный нами фурье-анализ для Солнца и сравнение полученных результатов с другими данными позволяет сделать вывод о возможности применения фурье-анализа для оценки макротурбулентной скорости в звездах типа Солнца, если неизвестна микротурбулентная скорость и скорость вращения.

Звезды HD 10700 и HD 1835. Спектры этих двух звезд имеют значительно меньшее спектральное разрешение $R = 48000$, более низкое отношение сигнал/шум 100...200, и поэтому большее инструментальное расширение профиля линии, чем для солнечного спектра. Уровень белого шума в наблюдаемых образах линий в логарифмических единицах составляет в логарифмах около -2.0 .

Для звезды HD 10700 проанализировано 10 линий. В образах наблюдаемых линий положение первого нуля и боковой лепесток искажены шумами и непригодны для анализа. На примере линии $\lambda = 549.7$ нм с $W = 14.6$ пм это хорошо видно (рис. 3). Образ собственного профиля (пунктирная линия) почти совпадает с восстановленным образом наблюдаемой линии (ромбики). Это означает, что функция макрорасширения мало влияет на наблюдаемый профиль, и только микротурбулентная скорость определяет его форму. Тем не менее

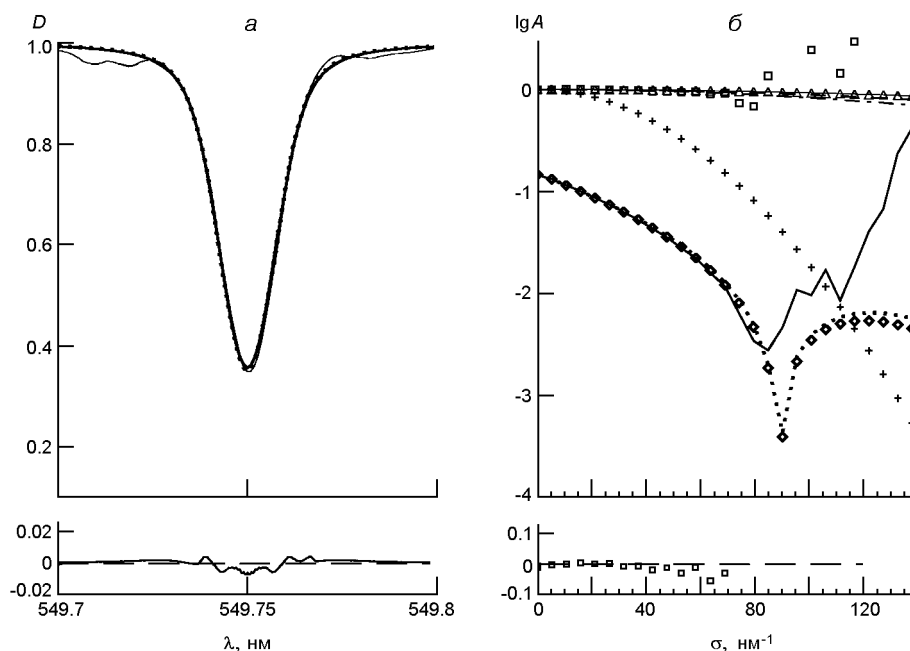


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для звезды HD 10700

мы попытались вывести параметры скоростей, применив нашу технику фурье-анализа для этой звезды.

Полученные результаты представлены в табл. 1 и на рис. 5, а для разных значений $\lg_{5,W}$. Макротурбулентные скорости в слоях выше $\lg_{5,W} = -2$ резко уменьшаются почти до нуля. Если линии разделить на две группы относительно $\lg_{5,W} = -2$ или $W = 8$ пм, то по более слабым линиям получим оценки $v_{RT} = 2.47 \pm 0.32$ и $v_{mac} = 1.73 \pm 0.19$ км/с, а по более сильным — 0.74 ± 0.33 и 0.52 ± 0.22 км/с соответственно. Микротурбулентная скорость в среднем по всем линиям равна 0.58 ± 0.15 , скорость вращения $v \sin i = 0.78 \pm 0.01$. Для данной звезды скорость вращения слабо влияет на форму главного лепестка, так как образ функции вращения имеет плоскую форму на низких частотах, где выполняется подгонка остаточных образов. Для значений в интервале $v \sin i = 0.5...1.5$ км/с минимум ² мало изменяется при подгонке главного лепестка остаточного образа к образу задаваемой функции макрорасширения. Вычисленный для каждой линии контрольный профиль подтверждает низкие значения $v \sin i$ (рис. 3, а).

Для звезды HD 1835 было обработано семь линий. Фурье-образ наблюдаемых линий сильно фильтруется профилем функции вращения, поэтому положение первого нуля в образе линии контролируется скоростью вращения и хорошо видно на низких частотах.

На рис. 4 показан профиль линии $\lambda = 550.1$ нм с $W = 15.2$ пм и фурье-образы. Видно, как образ функции вращения профилирует образ наблюдаемой линии. Положение нулей в функции вращения и в

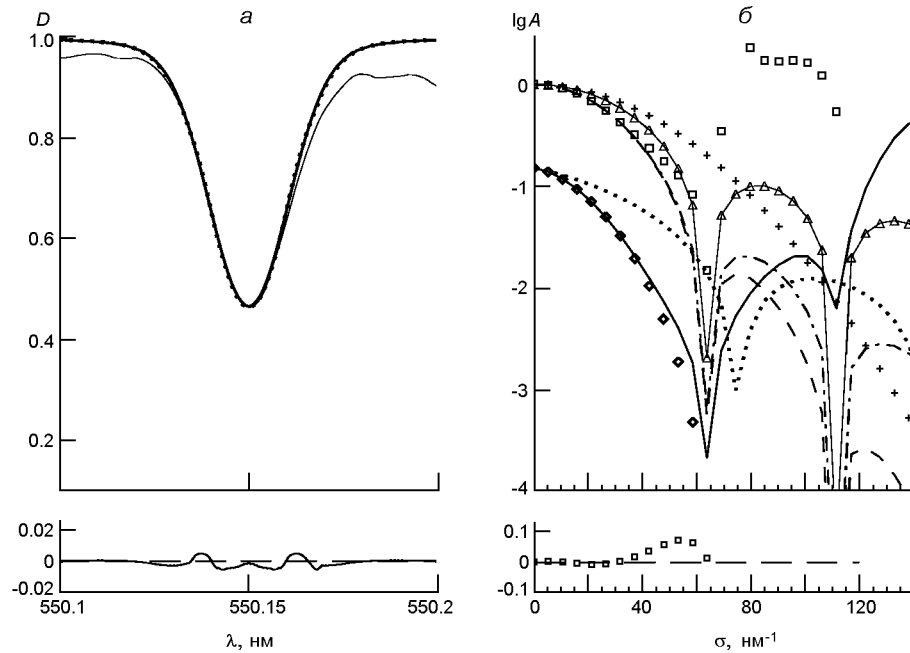


Рис. 4. То же, что на рис. 1, но для HD 1835

образе наблюдаемой линии удовлетворительно совпадают. Здесь собственный профиль мало влияет на форму наблюдаемой линии.

Полученные для всех линий параметры представлены в табл. 1 и на рис. 5, б. В области высот формирования используемых линий макротурбулентные скорости явно не изменяются с высотой. В среднем по всем линиям $v_{RT} = 5.16 \pm 0.23$ и $v_{mac} = 3.56 \pm 0.17$ км/с. Микротурбулентная скорость в среднем равна 1.16 ± 0.10 , и скорость вращения равна 6.24 ± 0.03 км/с. Вычисленные контрольные профили хорошо согласуются с наблюдаемыми профилями (рис. 4, а), что подтверждает достоверность полученных результатов.

Мы можем сравнить наши оценки (в скобках) с независимыми оценками, полученными непосредственно для этих спектров. В работе Павленко и др. [30] получено для звезды HD 10700: $v_{mic} = 0.5$ (0.58), $v_{mac} = 2.2$ км/с (1.73), $v \sin i = 2.4 \pm 0.4$ км/с (0.78), и для звезды HD 1835: $v_{mic} = 0.75$ км/с (1.16), $v_{mac} = 2.2$ км/с (3.56), $v \sin i = 7.2 \pm 0.5$ км/с (6.24). Видно, что оценки скоростей различаются. Одной из возможных причин может быть то обстоятельство, что в работе [30] скорость макротурбулентности не определялась, а была фиксированной. Оценки металличности для звезд HD 10700 и HD 1835 составили соответственно $[Fe/H] = -0.38 \pm 0.04$ и 0.21 ± 0.03 по данным Дженкинс и др. [25], -0.55 и 0.23 по данным Павленко и др. [30] и -0.51 и 0.32 согласно нашим определениям. Отметим, что в работе [30] можно найти также результаты других исследований для этих звезд.

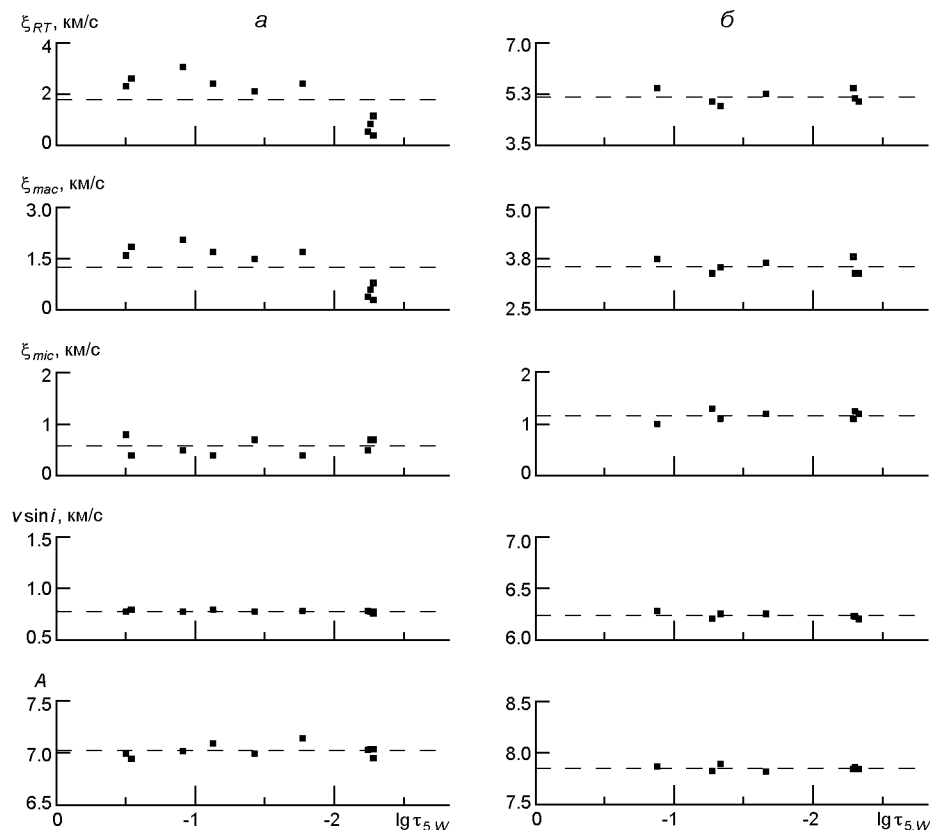


Рис. 5. Результаты фурье-анализа, полученные по каждой линии, в зависимости от средней эффективной глубины формирования линии для HD 10700 (слева) и HD 1835 (справа). Среднее значение показано штриховой линией

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Идея фурье-анализа в применении к исследованию спектральных линий в реальных звездных спектрах была успешно развита благодаря работам Дэвида Грея. В его книге можно найти очень полезное введение в теорию преобразований Фурье для начинающих. Наибольшее преимущество фурье-анализа по сравнению с классическим методом синтеза с подгонкой профилей линий, на наш взгляд, заключается в том, что влияние макротурбулентности на профиль можно отделить от вращения. Это позволяет определить для многих звезд параметр макротурбулентности, который наряду с параметром микротурбулентности так же важен и необходим в спектральном анализе звезд. Хотелось бы отметить, что фурье-анализ нельзя автоматизировать, так как он требует постоянного визуального контроля. Фурье-анализ — это своего рода искусство, которое постоянно нуждается в совершенствовании.

В данной работе мы сделали попытку выполнить фурье-анализ для звезд с ультрамедленным вращением, а это есть предельный случай. Если скорость вращения звезды неизвестна, тогда нет другого

способа оценить макротурбулентную скорость, как с помощью анализа Фурье. Наше тестирование показало, что метод согласования профилей дает менее надежный результат, чем фурье-анализ. Поэтому мы избрали технику фурье-анализа, которая позволила получить достаточно надежные результаты. Их достоверность подтверждается на примере применения фурье-анализа для Солнца как звезды и еще для двух звезд солнечного типа со скоростями вращения в диапазоне от 1.0 до 7.0 км/с.

Мы также продемонстрировали применимость фурье-анализа для спектров звезд с низким разрешением 48000. Низкое разрешение, отсутствие чистых от бленд профилей линий, применение ЛТР-приближения существенно ограничивают область полезных для фурье-анализа частот, что затрудняет процесс согласования остаточных образов вычисленного и наблюдаемого профилей. Чтобы получить надежные результаты в такой ситуации, необходимо использовать как можно больше спектральных линий для анализа и выполнять фурье-анализ для каждой линии индивидуально. Наш опыт показал, что не стоит усреднять остаточные образы для линий разной силы, а затем выполнять согласование для усредненного остаточного образа, так как параметр макротурбулентности может различаться для слабых и сильных линий. Наиболее пригодные для фурье-анализа линии — это линии наиболее чувствительные к скоростям, которые имеют эквивалентные ширины в диапазоне 10...20 пм и не сильно подвержены эффектам затухания. Кроме того, можно использовать более слабые линии вплоть до $W = 2$ пм. Очень сильные линии ($W > 20$ пм) с протяженными крыльями не подходят для фурье-анализа, так как они определяются затуханием. Поэтому мы рекомендуем выбрать линии умеренно слабые и умеренно сильные, аккуратно выполнить коррекцию за бленды, которые наблюдаются практически всегда, и только затем приступить к фурье-анализу индивидуальной линии.

Автор благодарит Я. Павленко и А. Иванюка за предоставление данных наблюдений звездных спектров и фундаментальных параметров звезд.

1. *Гадун А. С., Шеминова В. А.* SPANSAT: Программа расчета профилей спектральных линий поглощения в звездных атмосферах в ЛТР-приближении. — Киев, 1988.—37 с.—(Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-88-87Р).
2. *Гуртовенко Э. А., Шеминова В. А.* Глубины образования фраунгоферовых линий.—Киев, 1997.—35 с.—(Препринт / НАН Украины. ГАО; ГАО-97-1Р), (arXiv:1505.00975 [astro-ph.SR]).
3. *Шеминова В. А.* Турбулентность в фотосфере Солнца как звезды. III. Микро-макротурбулентность // Солнеч. данные.—1984.—7.—С. 70—77.
4. *Шеминова В. А.* Микро-макротурбулентность в фотосфере Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—1985.—1, № 2.—С. 50—52.
5. *Шеминова В. А., Гадун А. С.* Фурье-анализ линий Fe I в спектрах Солнца, Центавра, Проциона, Арктика и Канопуса // Кинематика и физика небес. тел.— 1998.—14, № 3.—С. 219—233.

6. *Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J.* The solar chemical composition // ASP Conf. Ser.—2005.—**336**.—P. 25—38.
7. *Barklem P. S., Aspelund-Johansson J.* The broadening of Fe II lines by neutral hydrogen collisions // Astron. and Astrophys.—2005.—**435**.—P. 373—377.
8. *Barklem P. S., Piskunov N., O'Mara B. J.* A list of data for the broadening of metallic lines by neutral hydrogen collisions // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.—2000.—**142**.—P. 467—473.
9. *Braut J. W., White O. R.* The analysis and restoration of astronomical data via the fast Fourier transform // Astron. and Astrophys.—1971.—**13**.—P. 169—189.
10. *Bruning D. H.* The applicability of the Fourier convolution theorem to the analysis of late-type stellar spectra // Astrophys. J.—1984.—**281**.—P. 830—838.
11. *Caccin B., Donati-Falchi A., Falciani R.* Temperature variations in the solar photosphere. III. Kitt Peak measurements of the variations of photospheric line profiles with the heliographic latitude // Solar Phys.—1976.—**46**.—P. 29—52.
12. *Fuhr J. R., Wiese W. L.* A critical compilation of atomic transition probabilities for neutral and singly ionized iron // J. Phys. and Chem. Ref. Data.—2006.—**35**.—P. 1669—1809.
13. *Gadun A. S., Kostyk R. I.* Analysis of absorption line profiles in the spectra of the Sun and Procyon — Velocity field and size of inhomogeneities // Sov. Astron.—1990.—**34**, N 3.—P. 260—263.
14. *Gehren T., Butler K., Mashonkina L., Reetz J., Shi J.* Kinetic equilibrium of iron in the atmospheres of cool dwarf stars. I. The solar strong line spectrum // Astron. and Astrophys.—2001.—**366**.—P. 981—1002.
15. *Gray D. F.* On the existence of classical microturbulence // Astrophys. J.—1973.—**184**.—P. 461—472.
16. *Gray D. F.* Atmospheric turbulence measured in stars above the main sequence // Astrophys. J.—1975.—**202**.—P. 148—164.
17. *Gray D. F.* The observation and analysis of stellar photospheres. — New York: Wiley-Interscience, 1976.—484 p.
18. *Gray D. F.* A test of the micro-macro-turbulence model on the solar flux spectrum // Astrophys. J.—1977.—**218**.—P. 530—538.
19. *Gray D. F.* The temperature dependence of rotation and turbulence in giant stars // Astrophys. J.—1982.—**262**, N 2.—P. 682—699.
20. *Gray D. F.* Precise rotation rates for five slowly rotating a stars // Astron. J.—2014.—**147**, N 4.—id. 81.—13 p.
21. *Gray D. F., Brown K. I. T.* The rotation of Arcturus and active longitudes on giant stars // Publs Astron. Soc. Pacif.— 2006.—**118**, N 846.—P. 1112—1118.
22. *Gurtovenko E. A., Sheminova V. A.* 'Crossing' method for studying the turbulence in solar and stellar atmospheres. I. Application to the Sun // Solar Phys.—1986.—**106**.—P. 237—247.
23. *Gustafsson B., Edvardsson B., Eriksson K., et al.* A grid of MARCS model atmospheres for late-type stars. I. Methods and general properties // Astron. and Astrophys.—2008.—**486**.—P. 951—970.
24. *Hinkle K., Wallace L.* The spectrum of Arcturus from the infrared through the ultraviolet // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.—2005.—**336**.—P. 321.—(Cosmic abundances as records of stellar evolution and nucleosynthesis / Eds T. G. Barnes, F. N. Bash).
25. *Jenkins J. S., Jones H. R. A., Pavlenko Y., et al.* Metallicities and activities of southern stars // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.—2008.—**485**.—P. 119—133.
26. *Kostik R. I.* Damping constant and turbulence in the solar atmosphere // Solar Phys.—1982.—**78**.—P. 39—57.

27. *Kupka F., Piskunov N., Ryabchikova T. A., et al.* VALD-2: Progress of the Vienna Atomic Line Data base // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1999.—**138**.—P. 119—133.
28. *Kurucz R. L.* Atlas: a computer program for calculating model stellar atmospheres // *SAO Special Report.*—1970.—N 309.—292 p.
29. *Mashonkina L., Gehren T., Shi J.-R., et al.* A non-LTE study of neutral and singly-ionized iron line spectra in 1D models of the Sun and selected late-type stars // *Astron. and Astrophys.*—2011.—**528**.—P. A87.
30. *Pavlenko Ya. V., Jenkins J. S., Jones H. R. A., et al.* Effective temperatures, rotational velocities, microturbulent velocities and abundances in the atmospheres of the Sun, HD 1835 and HD 10700 // *Astrophys. J.*—2012.—**422**.—P. 542—552.
31. *Scott P., Asplund M., Grevesse N., et al.* The elemental composition of the Sun. II. The iron group elements Sc to Ni // *Astron. and Astrophys.*—2015.—**537**.—id. A26.—33 p.
32. *Smith M. A.* Applications of Fourier analysis to broadening of stellar line profiles. IV. A technique for separating macroturbulence from rotation in solar-type stars // *Astrophys. J.*—1976.—**208**.—P. 487—499.
33. *Smith M. A.* Rotational studies of lower main-sequence stars // *Publs Astron. Soc. Pacif.*—1979.—**91**.—P. 737—745.
34. *Smith M. A., Dominy J. F.* The dependence of macroturbulence on luminosity in early K-type stars // *Astrophys. J.*—1979.—**231**.—P. 477—490.
35. *Smith M. A., Testerman L., Evans J. C.* Applications of Fourier analysis to broadening of stellar line profiles. III. Solar microturbulence and macroturbulence from iron lines // *Astrophys. J.*—1976.—**207**.—P. 308—324.
36. *Steffen M., Caffau E., Ludwig H.-G.* Micro- and macroturbulence predictions from CO5BOLD 3D stellar atmospheres // *Memorie della Soc. Astron. Italiana Suppl.*—2013.—**24**.—P. 37—52.
37. *Takeda Y.* Analyses of line profiles in the solar flux spectrum for determining rotation and micro/macro turbulence // *Publs Astron. Soc. Jap.*—1995.—**47**.—P. 337—354.
38. *Valenti J. A., Fischer D. A.* Spectroscopic properties of cool stars (SPOCS). I. 1040 F, G, and K dwarfs from Keck, Lick, and AAT planet search programs // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—2005.—**159**.—P. 141—166.
39. *Valenti J. A., Piskunov N.* Spectroscopy made easy: A new tool for fitting observations with synthetic spectra // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1996.—**118**.—P. 595—603.

Статья поступила в редакцию 12.12.16