

УДК 524.3-355:520.843

ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ АБСОРБЦИОННОЙ ЯЧЕЙКИ

© 2009 В. Е. Панчук, Д. С. Насонов, М. В. Юшкин

Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 11 декабря 2008 г.; принята в печать 29 марта 2009 г.

Рассмотрены возможности алгоритма полуэмпирического моделирования спектров звезд, зарегистрированных через йодную абсорбционную ячейку. Показано, что на кварцевом эшелле-спектрографе НЭС 6-метрового телескопа БТА достигается точность измерения доплеровских смещений 20 м/с при внутренней точности метода 2 м/с.

Ключевые слова: *методы астрономических наблюдений, приборы и инструменты*

1. ИСТОРИЯ МЕТОДА

В середине XX века подвесные спектрографы обеспечивали точность измерения лучевых скоростей V_r около 1–1.5 км/с при величине обратной линейной дисперсии $D = 20\text{--}30 \text{ \AA}/\text{мм}$. Ожидалось, что точность измерения V_r при спектроскопии в фокусе кудэ ($D = 2\text{--}3 \text{ \AA}/\text{мм}$) можно повысить до 100 м/с. Однако точность определения V_r от спектра к спектру изменилась всего до 300–500 м/с, несмотря на высокую температурную и механическую стабильность кудэ-спектрографов. Ошибки гидирования не могли серьезно ухудшить точность $\sigma(V_r)$, т.к. широкощельность вариантов наблюдений была низкой. Было показано [1], что зональные ошибки оптики спектрографа могут привести к сдвигу звездного спектра относительно спектра сравнения. Предположения, что на первый план выходят ошибки, обусловленные рассогласованием каналов опорного и исследуемого спектров, подтвердились после работы [2], где в качестве опорного спектра был использован теллурический спектр. Авторам [2] удалось измерить скорость Арктура и Прокциона по фотографическим спектрам ($D = 1.5 \text{ \AA}/\text{мм}$) с точностью 50 м/с, соблюдая следующие условия: а) короткие экспозиции, б) высокая стабильность спектрографа, температуры и барометрического давления, в) отсутствие сильного ветра в атмосфере, г) точное определение времени экспозиции, д) точное вычисление топоцентрической и гелиоцентрической поправок (здесь и далее под топоцентрической поправкой мы подразумеваем поправку к лучевой скорости за суточное вращение земли, которая может достигать величины $\pm 460 \text{ м/с}$, а также поправку за возмущающее действие Луны и больших планет на Землю,

которая изменяется в пределах $\pm 20 \text{ м/с}$) и е) тщательный отбор измеряемых линий. Таким образом, было показано, что устранение рассогласования каналов позволяет увеличить точность измерений V_r на порядок. Метод фотографической регистрации теллурического спектра был применим только к самым ярким звездам, т.к. при длинных экспозициях топоцентрическая скорость существенно изменяется (для звезды с небольшим склонением, в течение четырехчасовой экспозиции вблизи меридиана, это изменение достигает 350 м/с). Поэтому следующий шаг в использовании теллурического спектра был сделан с применением линейки фотодиодов [3], где при последовательной регистрации спектров с короткими экспозициями был получен разброс в $\pm 7 \text{ м/с}$. Основными преимуществами использования теллурического спектра является полная идентичность получения звездного и реперного спектров. К недостаткам можно отнести то обстоятельство, что интенсивность линий теллурического спектра зависит от воздушной массы и количества воды в атмосфере, а форма линий (и, следовательно, положение их центра тяжести) зависит от блендирования измеряемых линий слабыми линиями, причем степень блендирования меняется с воздушной массой. Со времен работы [4] основной мотивацией повышения точности измерения лучевых скоростей (лучше 0.1 км/с) являлась задача поиска экзопланет. Согласно представлениям того времени, минимальный период обращения планеты-гиганта вокруг звезды солнечного типа не должен превышать трех лет, поэтому высокую точность измерения и калибровки V_r необходимо было поддерживать в течение нескольких лет. Из этих соображений теллурический спектр в качестве опорного был непригоден, необходим был

репер, стабильность которого может сохраняться длительное время.

Революционным решением проблемы реперов явился бы переход к спектроскопии с преобразованием Фурье и методу поляриметрической калибровки [5], которые свободны от указанного недостатка. В каждом из этих модуляционных методов (аналоги частотной и фазовой модуляции соответственно), длина волны калибруется в каждой точке спектра. Однако появление многоэлементных фотоэлектрических приемников понизило популярность этих модуляционных методов, как технически более сложных в оптическом диапазоне. Приоритет классической спектроскопии сохранился, и проблема одновременной регистрации большого числа реперов осталась центральной на многие годы.

В работе [6] в качестве реперного спектра использовался спектр поглощения молекулы HF (имеющей только один устойчивый изотоп). Абсорбционная ячейка, представляющая собой запаянную стеклянную трубку с рабочим телом, торцы которой выполнены в виде плоскопараллельных пластин из плавленого кварца, устанавливалась перед входной щелью спектрографа. Спектры ($D = 0.12 \text{ \AA}/\text{пиксель}$) регистрировались линейкой кремниевых диодов с большим динамическим диапазоном. В ближнем ИК-диапазоне измерялись положения 7 реперных и 5 исследуемых линий. В кудэ-спектрографе 1.2-м телескопа были исследованы смещения линий в зависимости от давления в абсорбционной ячейке. По спектру центра солнечного диска была достигнута точность 15 м/с. На кудэ-спектрографе 3.6-м телескопа с аналогичной абсорбционной ячейкой по спектрам Прокциона была получена точность 6 м/с [7]. К недостаткам абсорбционной ячейки можно отнести ограниченное число реперных линий (в диапазоне длиной всего в 100 \AA), большие габариты (длина 1 метр), высокую рабочую температуру (100°C), химическую агрессивность и сложность эксплуатации устройства (HF является летально опасным газом без запаха).

Преимущества йода в качестве рабочего газа для абсорбционной ячейки были известны давно: в диапазоне 500–600 нм имеется сильная электронная система полос молекулы I_2 с узкими вращательными линиями, смещения линий при изменении давления невелики [8]. В отличие от HF пары I_2 неагрессивны, поэтому метод получил широкое распространение. Впервые йодная абсорбционная ячейка в астрофизике использована при спектроскопии Солнца [9, 10]. Затем была попытка использовать спектр йода в качестве классического спектра сравнения, расположенного рядом со спектром звезды [11], и, наконец, абсорбционная

ячейка была установлена непосредственно в звездном канале [12]. Итак, к началу 90-х несколько групп исследователей, используя реперные спектры, регистрируемые на фоне звездных, добились точности измерения V_r около 25 м/с при наблюдениях ярких звезд на больших телескопах. За 1 час на телескопе четырехметрового класса указанную точность можно было получить для звезд ярче 6^m , тогда как топоцентрическая поправка могла изменяться при этом со скоростью 2 м/с за минуту. Положение существенно улучшилось после того, как на нескольких телескопах начались наблюдения с применением эшелле спектрографов [12–18].

На БТА первые эксперименты с абсорбционной йодной ячейкой [19] были проведены на светосильном эшелле спектрографе с диаметром коллимированного пучка $d = 100 \text{ мм}$.

2. МЕТОД АБСОРБЦИОННОЙ ЯЧЕЙКИ НА БТА

Из общих соображений следует, что, чем выше спектральное разрешение, тем параметры линий менее чувствительны к форме аппаратной функции. Поэтому при наблюдениях с йодной ячейкой мы использовали резатель изображения [20], который обеспечивает спектральное разрешение $R = 65\,000$ без существенных потерь в светосиле по потоку. Первичная обработка эшелле-спектров, полученных с резателем изображений, описана в [21]. Результаты первых экспериментов по обработке спектров, полученных с ячейкой, приведены в [22].

Наиболее пригодный для эксперимента интервал длин волн ($5000\text{--}5920 \text{ \AA}$) регистрируется на эшелле-спектрографе НЭС [23] в порядках 94–80, которые частично перекрываются. Были получены спектры трех типов: регистрировалось излучение лампы накаливания, пропущенное через абсорбционную ячейку (далее спектр “йода”), регистрировался спектр неба в сумерках (далее спектр “звезды”), и регистрировался спектр неба через абсорбционную ячейку (далее спектр “звезды+йода”). Фотометрические разрезы одного из порядков этих спектров приведены на Рис. 1–3 соответственно.

Корреляционные функции, построенные по таким фотометрическим разрезам, будут содержать как пик, соответствующий положению линий, так и широкую подложку, отражающую положения максимума концентрации энергии в данном спектральном порядке. Чтобы при определении доплеровского сдвига минимизировать влияние этой подложки корреляционной функции, необходимо исправить фотометрические разрезы за кривую распределения энергии в каждом порядке. Для этого на всех трех спектрах мы выполнили нормировку на

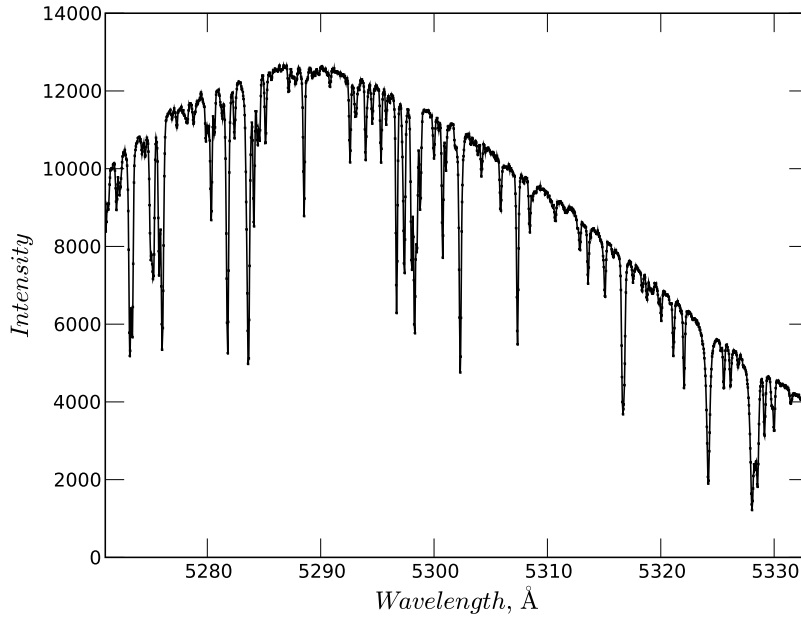


Рис. 1. Спектр рассеянного солнечного света в сумерках (в тексте — спектр “звезды”). Представлен фотометрический разрез одного эшелле-порядка.

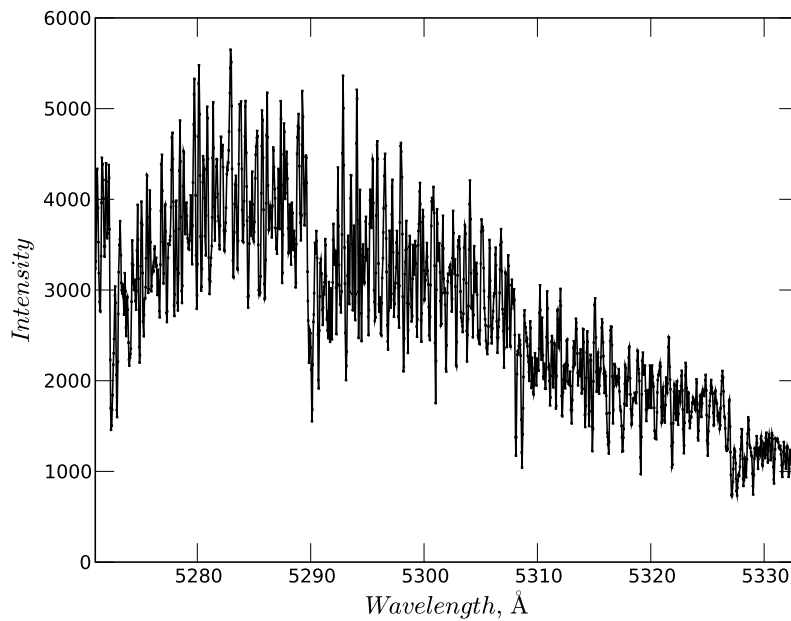


Рис. 2. Спектр молекулы I_2 , полученный при освещении йодной ячейки лампой непрерывного спектра (в тексте — спектр “йода”).

уровень непрерывного спектра. В отличие от классической процедуры, когда участки континуума указываются вручную, мы использовали автоматический метод, аппроксимируя уровень непрерывного спектра полиномами. Необходимость такого

приема обусловлена тем, что мы работаем с сильно зашумленными спектрами, где уровень континуума определить трудно. На Рис. 4 даны примеры работы алгоритма автоматического приведения к уровню непрерывного спектра. Спектральный по-

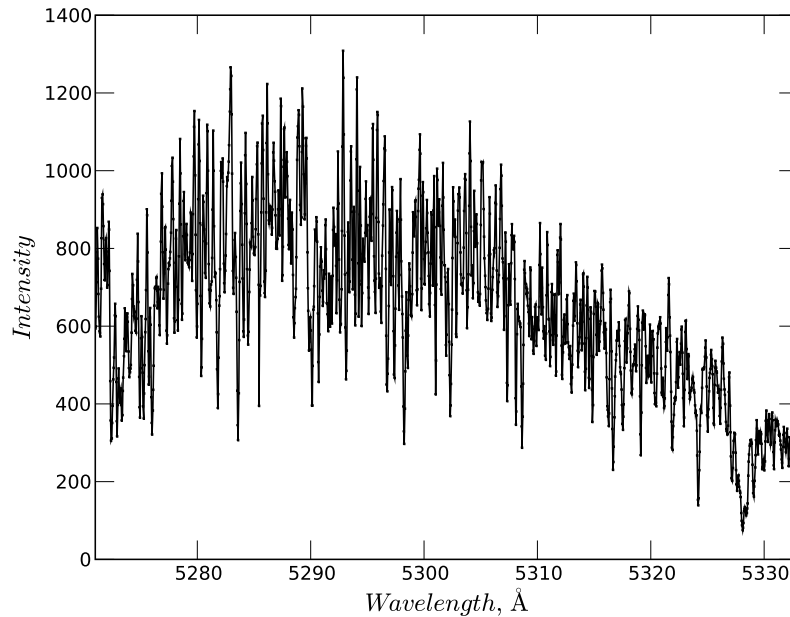


Рис. 3. Спектр рассеянного солнечного света, пропущенного через абсорбционную йодную ячейку (в тексте — спектр “звезды+йода”).

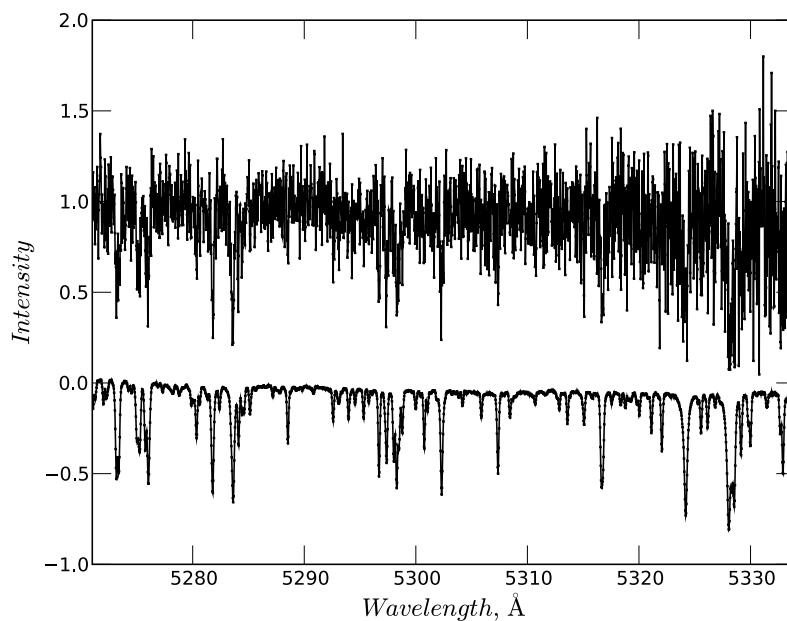


Рис. 4. Примеры автоматического приведения к уровню континуума для одного эшелле-порядка по спектру с низким (вверху) и высоким (внизу) отношением S/N .

рядок эшелле-спектра имеет характерный завал на краях с меньшим (относительно середины порядка) отношением S/N . Автоматическая процедура приведения к континууму завышает ошибку на краях порядка. Поэтому мы отрезаем края порядка (по

100 пикселей с каждого края), исключая их из дальнейшего анализа. Эта процедура приводит к увеличению контрастности корреляционного пика.

Теперь рассматриваем спектр “звезды+йода”, по которому следует определить доплеровский

сдвиг линий звезды относительно линий йода. Спектры “звезды” и “йода” рассматриваем в качестве компонентов, необходимых для кросс-корреляционного определения доплеровского сдвига. Суть моделирования состоит в том, что необходимо подобрать такой относительный сдвиг спектров “звезда” и “йод”, чтобы результирующий спектр максимально коррелировал с наблюдаемым “звезда+йод”. В случае наблюдения рассеянного солнечного света искомым сдвиг должен быть нулевым. Простейшее моделирование состоит в перемножении нормированных спектров “звезды” и “йода”, причем каждый раз спектр “звезды” сдвигается на величину шага дискретизации. Полученный при этом спектр с новым доплеровским сдвигом сравнивается (корреляционным методом) с наблюдаемым спектром.

Если нас интересует не абсолютная величина лучевой скорости, а лишь ее изменения, то рассматриваемый метод не требует очень точной привязки отсчетов интенсивности по длинам волн. Привязка необходима для перехода от шкалы пикселей, в которой выполняется корреляция, к шкале длин волн. Только с этой целью регистрируется торий-аргоновый спектр сравнения. Для приведения результатов, полученных по разным порядкам, в единую шкалу лучевых скоростей, достаточно характеристик порядков, см. [24].

В центре исследуемого диапазона (5500 Å) сдвиг на один пиксель соответствует изменению лучевой скорости на 1.8 км/с. Если необходимо определить сдвиги с точностью 18 м/с, то следует выполнить дополнительную дискретизацию отсчетов спектра, по крайней мере, на два порядка. Мы использовали два способа разбиения пространственного элемента разрешения приемника, в каждом случае элемент матрицы ПЗС делился на 1000 “псевдоэлементов”, т.е. шаг разбиения составлял примерно 2 м/с. В первом выполнялась сплайн-интерполяция спектра, и с полученных функций были сняты дополнительные “отсчеты”. Во втором проводилась процедура “расщепления” пикселя на равные части. Интенсивность новых “отсчетов” при этом менялась линейно, пропорционально интенсивности соседних отсчетов, но их сумма оставалась равной отсчету в пикселе. Положение кросс-корреляционного пика не должно зависеть от того, каким способом получается “дополнительная информация” о спектре. Численные эксперименты в целом подтвердили это предположение, хотя процедура “расщепления” при низких отношениях сигнал/шум ($S/N = 7$) обеспечивает чуть более высокий коэффициент корреляции.

Спектр “звезда+йод”, полученный с высоким S/N , мы преобразовывали в спектры с различным

S/N , используя модель белого шума и ограничиваясь снизу шумами считывания сигнала с матрицы ПЗС. Результаты корреляционного сравнения таких спектров с модельными, полученные для разных порядков эшелле спектра и для разных S/N , приведены на Рис. 5. Видно, что при больших S/N точность ограничена шагом дискретизации спектра (2 м/с), тогда как при малых S/N точность определяется шумовыми характеристиками сигнала. При обработке сильно зашумленных спектров ($S/N < 10$), следует ожидать ошибок порядка сотен метров в секунду. Измерение отдельных линий в сильно зашумленном спектре практически невозможно, поэтому здесь кросс-корреляционный метод является единственно пригодным.

Коррелирование спектров выполнялось двумя способами. В первом корреляция искалась почти по всему порядку. Во втором (интервальном) способе каждый спектральный порядок разбивался на равные интервалы длиной около 100 пикселей (или около 3 Å в шкале длин волн). Разбиение порядков на такие интервалы дает возможность исключить из рассмотрения участки с преобладанием линий теллурического спектра.

Эксперимент с рассеянным солнечным излучением имеет черты определенной идеализации: отсутствует влияние дифференциальной атмосферной рефракции и эффект сопровождения звезды. Поэтому следующую серию испытаний мы выполнили по ярким звездам. Для снижения влияния ошибок, связанных с изменением топосентрической поправки во время накопления сигнала, мы получали спектры Полярной звезды (α UMi). Спектр йода получали двумя способами, освещая ячейку как калибровочной лампой непрерывного спектра, так и светом звезды HR4687 (A1V), спектр которой в используемом интервале практически не содержит линий. В последнем случае ожидалось снижение влияния рассогласования каналов на результирующую точность измерения лучевых скоростей.

Чтобы выяснить, какие ошибки измерения лучевых скоростей связаны с особенностями метода абсорбционной ячейки, а какие существуют независимо, эшелле-спектр Полярной звезды был обработан и классическим образом (скорости измерялись отдельно по каждой линии) с привязкой дисперсионной кривой к линиям теллурического спектра. Результаты обработки показали тренд величин лучевой скорости вдоль каждого спектрального порядка (Рис. 6). Откорректированные с учетом этого тренда значения лучевой скорости для каждой из 280 линий приведены на Рис. 7.

Наблюдения Полярной звезды интересны еще и тем, что в этом случае вектор атмосферной дисперсии направлен (в альт-азимутальной схеме БТА

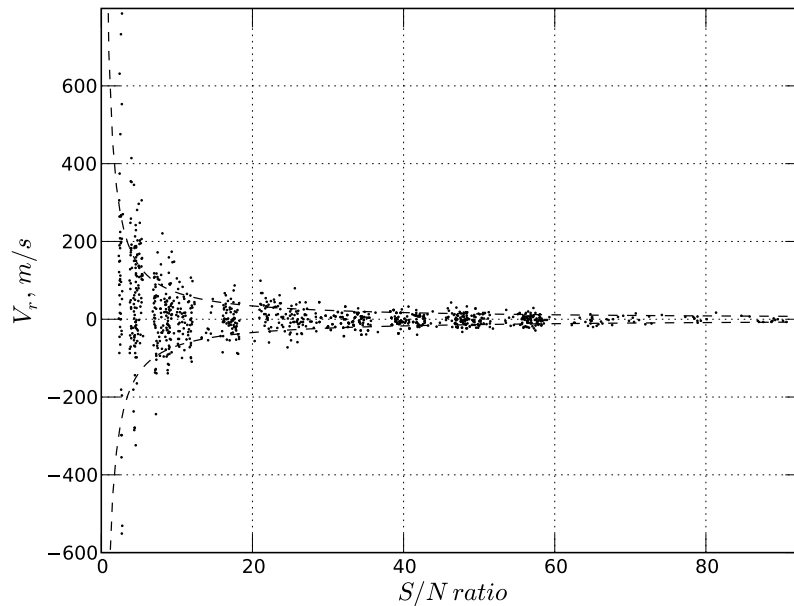


Рис. 5. Точность кросс-корреляционного определения положения доплеровского сдвига, в зависимости от величины отношения S/N в спектре. Штриховой линией показан результат аппроксимации зависимости $\sigma(V_r)$ от S/N .

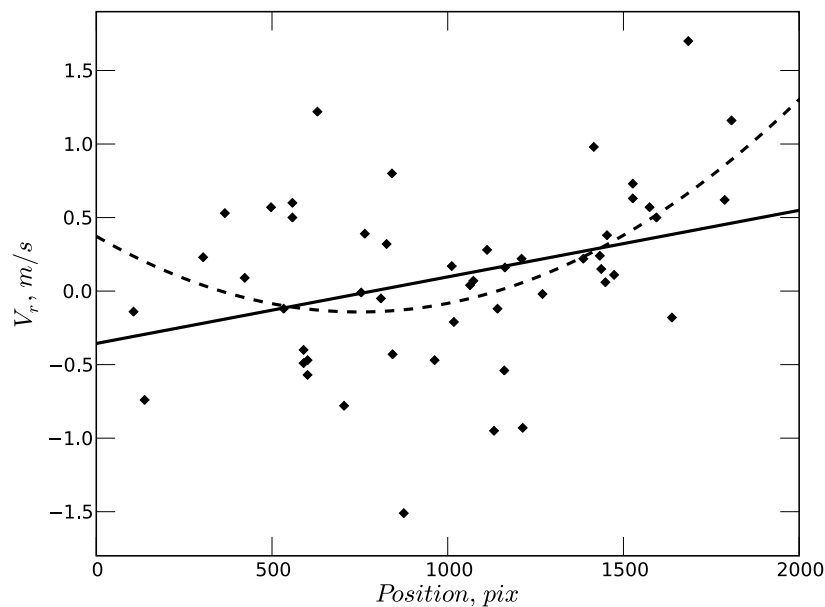


Рис. 6. Лучевые скорости, измеренные по теллурическим линиям в спектре Полярной звезды. Каждая точка (ромб) соответствует одной теллурической линии, приведены измерения по всем зарегистрированным порядкам. Линиями показаны результаты аппроксимации зависимости V_r от номера элемента матрицы ПЗС полиномами первой (сплошная) и второй (пунктирная линия) степени.

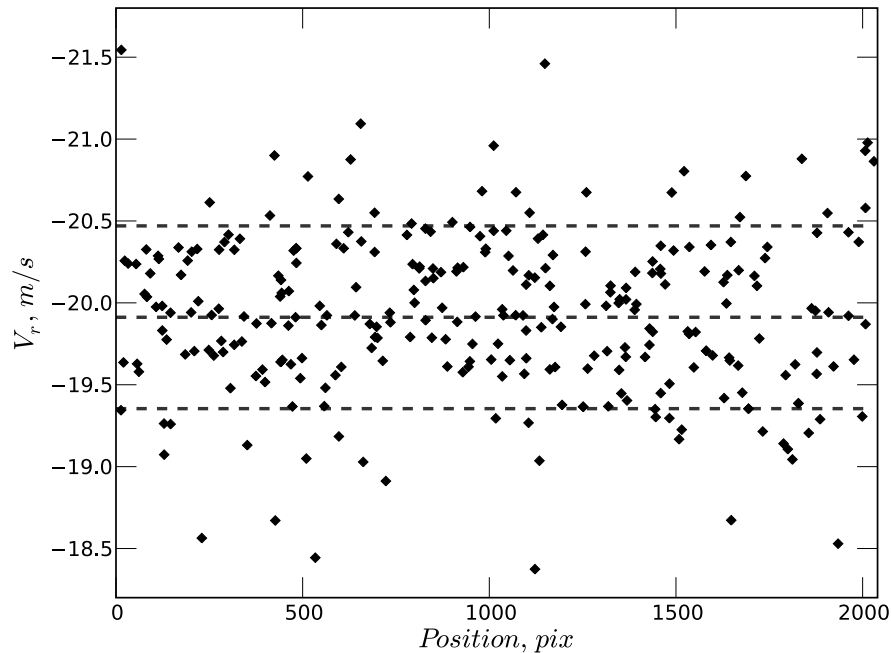


Рис. 7. Лучевые скорости Полярной звезды, измеренные по отдельным линиям и откорректированные с учетом линейной регрессии, приведенной на Рис. 6. Штриховыми линиями показано среднее значение лучевой скорости и интервал $\pm\sigma$ относительно среднего значения.

с учетом ориентации входной щели НЭС) приблизительно “поперек щели” спектрографа (щелями здесь служат узкие части призм резателя). Таким образом, атмосферная дисперсия дополнительно “раздвигает” линии спектра звезды, оставляя “на месте” линии как теллурического спектра, так и абсорбционной ячейки. Оценим влияние атмосферной дисперсии, используя таблицу дифференциальной рефракции из работы [25], рассчитанную для высоты установки телескопа 2 км, и данные для эшелле-кадра НЭС из [24]. На длине волны 5500 \AA протяженность спектрального порядка ($m = 86$) составляет 67 \AA . Высоте Полярной звезды соответствует значение воздушной массы $\sec z = 1.4$. На интервале 67 \AA угловое расстояние между монохроматическими центрами изображений звезды (в длинах волн, соответствующих краям указанного порядка) составляет $0.0187''$, что при широкощельности НЭС, равной 12, в пересчете масштаба изображения на светоприемнике, соответствует увеличению расстояния между этими длинами волн на 0.0015 мм , т.е. на 0.1 ширины одного пикселя. При обратной линейной дисперсии $0.00339 \text{ нм/пиксель}$ такое смещение эквивалентно поправке в лучевой скорости $\Delta V_r = 200 \text{ м/с}$. Так как наблюдения выполнялись через резатель, состоящий из двух микропризм, в которых апертуры частично пере-

мешиваются, то в действительности эффект дифференциальной рефракции должен быть выражен слабее. Напомним, что эффект оценен для вектора атмосферной дисперсии, направленного поперек щели спектрографа, в других случаях он будет меньше. Приходим к выводу, что величина тренда лучевой скорости вдоль каждого спектрального порядка, обнаруженная по классическим измерениям (Рис. 6), не может быть объяснена влиянием дифференциальной атмосферной рефракции.

Обратимся к результатам кросс-корреляционных интервальных измерений. Если усреднять все отсчеты в пределах данного спектрального порядка, то средние значения различаются от порядка к порядку в пределах 130 м/с . Вдоль каждого порядка наблюдается тренд, форма которого и амплитуда (в пределах 500 м/с) повторяются от порядка к порядку (Рис. 8). Если в качестве реперного спектра используем не спектр йода, полученный путем освещения ячейки лампой накаливания, а спектр йода, полученный при прохождении света горячей звезды (HR4687) через йодную ячейку, то величина тренда уменьшается в 3.5 раза (Рис. 9). Это свидетельствует о том, что одной из причин тренда является рассогласование звездного и калибровочного каналов. В пользу такого предположения говорит и то, что тренды получены и по спектру рассеянного

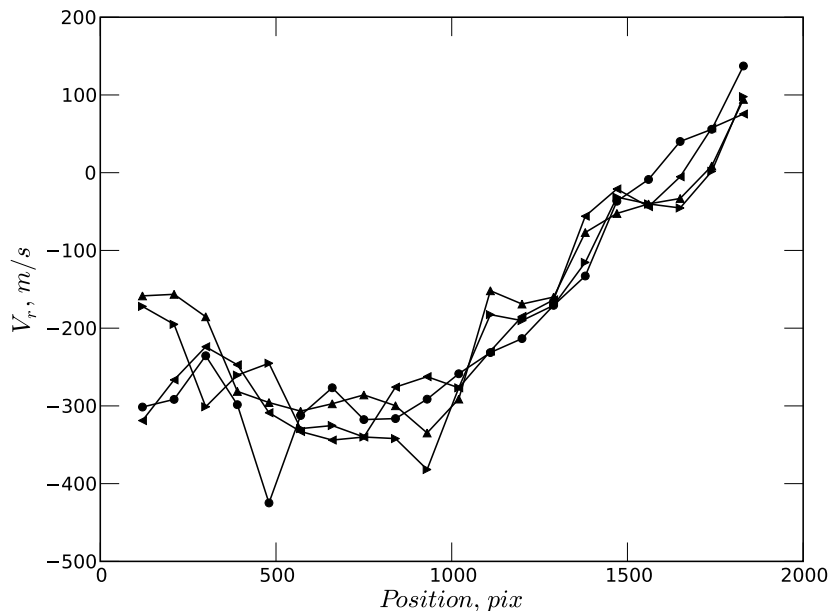


Рис. 8. Результаты интервального корреляционного анализа для четырех эшелле-порядков, полученные по спектру рассеянного солнечного света. Положение каждой точки соответствует координатам центра отдельного участка эшелле-порядка, по которому определялась V_r . Разными символами показаны результаты по разным порядкам.

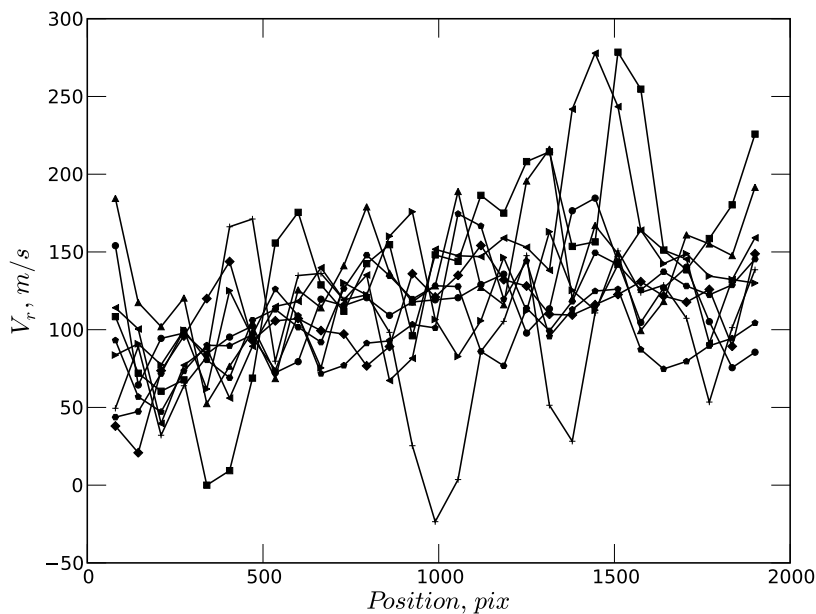


Рис. 9. То же, что на Рис. 8, но по девяти порядкам спектра Полярной звезды.

солнечного света, когда механизм дифференциальной рефракции не работает. Другой причиной является переменность формы аппаратной функции по полю камеры спектрографа. Характер этой переменности определяется различием формы и

площади зон оптики камеры, участвующих в построении изображения той или иной спектральной линии. Именно этим эффектом можно объяснить систематический сдвиг среднего значения скорости от порядка к порядку. Итак, при данном состоянии

оптики телескопа и спектрографа, амплитуда тренда в пределах спектрального порядка может составлять 140 м/с, с различием среднего значения от порядка к порядку около 130 м/с. После учета описанных систематических зависимостей вычисляем среднее значение лучевой скорости. Для массива из 320 точек, каждая из которых есть результат интервальной корреляции, получаем ошибку определения лучевой скорости 20 м/с.

Следует отметить, что наличие подобных трендов при точных измерениях лучевой скорости вдоль порядков и от порядка к порядку уже отмечалось (см., например, в работе [16, Рис. 3]), где амплитуда тренда в пределах порядка составляет 500 м/с, а в целом по эшелле изображению достигает 1 км/с).

Оценка проникающей способности метода выполнена следующим образом. Данные моделирования, представленные на Рис. 5, можно сопоставить с эмпирическими данными о проникающей способности НЭС [24, Рис. 2]. Исключая из этих двух зависимостей параметр S/N , получены данные, представленные на Рис. 10. Приходим к выводу, что метод пригоден и для исследования малоамплитудных вариаций лучевых скоростей более слабых звезд.

3. ПЕРСПЕКТИВЫ МЕТОДА

Мы показали, что на спектрографе НЭС, посредством применения достаточно простой техники наблюдений и обработки, можно получить точности, достаточные для выполнения большинства программ, требующих измерения малоамплитудных вариаций лучевой скорости. Дальнейшее повышение точности (если это окажется необходимым) мы связываем со следующими действиями.

1. Оптика телескопа в схеме Нэсмита должна быть отъюстирована гораздо лучше ее нынешнего состояния. Это позволит снизить ошибки рассогласования каналов, возникающие из-за блуждания зрачка по коллиматору спектрографа при наблюдениях объектов на разных зенитных расстояниях. В качестве опорного спектра необходимо использовать спектр йода, полученный путем освещения йодной ячейки светом горячей звезды.
2. Неизбежными являются меры по дополнительному экранированию апертуры телескопа на коллиматоре, исключая остаточные блуждания зрачка. Например, на эшелле-спектрометре Ликского 3-м телескопа с диаметром коллимированного пучка 20 см перед коллиматором установлена маска, экранирующая внешние 2.6 см

по окружности и на 1 см увеличивающая радиус центральной тени [12]. Это приводит к 30-процентным потерям в собираемом телескопом потоке, но устраняет эффекты, связанные с переменным зенитным расстоянием. Такое уменьшение апертуры телескопа приведет к повышению внешней точности метода.

3. Влияние дифференциальной атмосферной рефракции невозможно исключить полностью путем применения классического компенсатора атмосферной дисперсии. Здесь необходимо применять компенсатор вращения поля в альтазимутальной системе. Алгоритмы обработки изображений эшелле спектров [21], использованные в данной работе, “справляются” с изменением расстояний между спектральными порядками, возникающим из-за дифференциальной рефракции.
4. Центр тяжести каждой экспозиции необходимо определять с помощью фотоэкспонетрического канала, установленного после входной щели спектрографа. Под центром тяжести экспозиции понимается эффективный момент времени накопления единичного кадра, для которого необходимо вычислить поправки к лучевым скоростям. Измерение светового потока желательно проводить в той спектральной полосе, где выполняются спектральные измерения.
5. Если основные инструментальные ошибки будут снижены, то единственным резервом окажется переход к методам обработки, численно учитывающим изменение аппаратной функции по полю камеры. В нашем методе этот учет производится в первом приближении, т.е. реперный спектр йода регистрируется на том же спектрографе, что и спектр исследуемой звезды, а не моделируется, как это сделано, например, в работах [12, 16, 18].

Отметим еще одну возможность использования теллурического спектра. Кроме полос водяного пара и молекулярного кислорода, в видимом диапазоне теллурический спектр представлен полосами озона. Электронные переходы в молекуле озона создают известные полосы Шаппои (в районе 450–730 нм) и менее исследованные полосы Хартли и Хюнгенса, расположенные в области длин волн короче 340 нм. В отличие от водяных паров и молекулярного кислорода, распределение озона с высотой не подчиняется барометрическому закону, область преимущественного формирования полос озона находится в стратосфере. Поэтому спектр

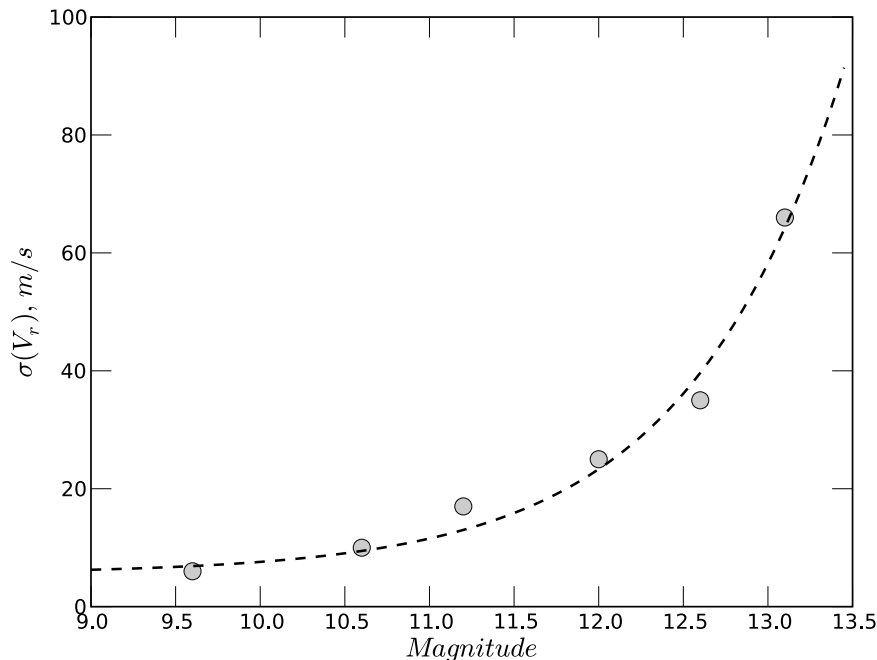


Рис. 10. Изменение ошибки лучевой скорости с изменением звездной величины. Спектрограф НЭС, время экспозиции 1 час.

озона может оказаться свободным от эффектов давления, а влияние вертикальной составляющей ветра на положение реперных линий будет пониженным. Линии озона мы уверенно регистрируем на фоне спектров горячих быстровращающихся звезд, зарегистрированных на НЭС в наземном ультрафиолете.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты 09–07–00492–а и 07–02–00247–а, и частично поддержана программой фундаментальных исследований Президиума РАН в области теоретической и наблюдательной астрофизики.

Авторы признательны д.ф.-м.н. Н. Ф. Войханской за ценные замечания, высказанные при редактировании данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. G. Tull, *Appl. Opt.* **8**, 1635 (1969).
2. R. Griffin and R. Griffin, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **162**, 243 (1973).
3. M. A. Smith, *Astrophys. J.* **253**, 727 (1982).
4. K. Serkowski, *Icarus* **27**, 13 (1976).
5. K. Serkowski, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **84**, 649 (1972).
6. B. Campbell, G. A. H. Walker, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **91**, 540 (1979).
7. B. Campbell, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **95**, 577 (1983).
8. W. G. Schweitzer, E. G. Kessler, R. D. Deslattes, et al., *Appl. Opt.* **12**, 2927 (1973).
9. J. M. Beckers, *Astrophys. J.* **213**, 900 (1973).
10. A. Koch and H. Wöhl, *Astronom. and Astrophys.* **134**, 134 (1984).
11. K. G. Libbrecht, *Astrophys. J.* **330**, L51 (1988).
12. G. W. Marcy and R. P. Butler, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **104**, 270 (1992).
13. M. Kürster, A. P. Hatzes, W. D. Cochran, et al., *The Messenger* **76**, 51 (1994).
14. S. S. Vogt, G. W. Marcy, R. P. Butler, and K. Apps, *Astrophys. J.* **536**, 902 (2000).
15. D. L. Nidever, G. W. Marcy, R. P. Butler, et al., *Astrophys. J. Supp.* **141**, 503 (2002).
16. Y. Takeda, B. Sato, E. Kambe, et al., *Publ. Astronom. Soc. Japan* **54**, 113 (2002).
17. E. Kambe, B. Sato, Y. Takeda, et al., *Publ. Astronom. Soc. Japan* **54**, 865 (2002).
18. B. Sato, E. Kambe, Y. Takeda, et al., *Publ. Astronom. Soc. Japan* **54**, 873 (2002).
19. V. E. Panchuk, S. V. Ermakov, and Yu. Bondarenko, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **44**, 132 (1998).
20. В. Е. Панчук, М. В. Юшкин и И. Д. Найденов, Препринт № 179 (САО РАН, Нижний Архыз, 2003).
21. М. В. Юшкин и В. Г. Клочкова, Препринт № 206 (САО РАН, Нижний Архыз, 2005).
22. В. Е. Панчук, Д. С. Насонов и М. В. Юшкин, Препринт № 216 (САО РАН, Нижний Архыз, 2007).

23. В.Е. Панчук, В.Г. Клочкова, М.В. Юшкин и И.Д. Найденов, Оптический журнал **76**, 42 (2009)
24. В.Е. Панчук, Н.Е. Пискунов, В.Г. Клочкова и др., Препринт № 169 (САО РАН, Нижний Архыз, 2002).
25. A. V. Filippenko, Publ. Astronom. Soc. Pacific **94**, 715 (1982).

RADIAL VELOCITY MEASUREMENTS USING AN ABSORPTION CELL

V.E. Panchuk, D.S. Nasonov, M.V. Yushkin

The potential of an algorithm of semiempirical modeling of stellar spectra recorded via an iodine absorption cell is analyzed. This algorithm, when used with the NES quartz echelle spectrograph of the 6-m telescope of the Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, is shown to be able to achieve a Doppler shift measurement accuracy of 20 m/s with an internal accuracy of 2 m/s.

Key words: *methods of astronomical observations, equipment and instruments*