

УДК 520.84-17

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ В АСТРОНОМИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2010 В. Е. Панчук¹, М. Е. Сачков², М. В. Юшкин¹, М. В. Якопов¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, 369167 Россия

²Институт астрономии РАН, Москва, 119017 Россия

Поступила в редакцию 22 июня 2009 г.; принята в печать 25 августа 2009 г.

Рассматриваются основные этапы развития интегральных методов, используемых в оптической спектроскопии астрономических объектов. Анализируются причины, по которым некоторые из этих методов не получили широкого практического применения. Показано, что сочетание интегральных методов с многоэлементными приемниками излучения позволяет увеличить эффективность существующих астрономических телескопов при выполнении избранных спектроскопических программ. Рассматривается метод измерения лучевых скоростей, нечувствительный к позиционным ошибкам, характерным для дифракционной спектроскопии.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Все оптические системы объединяет то обстоятельство, что они осуществляют Фурье-преобразование излучения. Различие состоит в степени сложности такого преобразования. Призмный прибор выполняет сложное Фурье-преобразование, формируя простейший сигнал в виде одного спектра. Дифракционный прибор формирует более сложный сигнал, представленный в виде двух бесконечных последовательностей спектральных порядков. Двухлучевой интерферометр выполняет простейшее синусное (или косинусное) преобразование, формируя сложный сигнал в виде интерферограммы. Наиболее экономичный (по потерям света) интерферометрический метод спектральных наблюдений появился на полвека раньше, чем появились цифровые методы обработки сигнала, и различные методы регистрации спектра были объединены на уровне теории интегральных преобразований. Поэтому существовал длительный период, когда интегральные характеристики спектров можно было получить только на уровне аппаратных решений. В данной работе мы упоминаем основные этапы указанного периода.

Звездная атмосфера характеризуется рядом параметров: эффективная температура, давление, содержание элементов, турбулентность, скорость осевого вращения, лучевая скорость. Классический метод определения этих параметров состоит в регистрации спектра излучения, измерении профилей сотен спектральных линий и определении параметров по каждой из линий. Затем следует

их усреднить по всей совокупности линий, т.е. получить обобщенные параметры. Такой трудоемкий метод сложно сочетать со статистическим подходом, когда требуется определить характеристики атмосфер сотен и тысяч звезд. Альтернативой являлись среднеполосные и узкополосные фотометрические методы, где вместо модельного анализа фотометрических наблюдений (до появления адекватных моделей атмосфер), использовались калибровки фотометрических индексов температуры, светимости и металличности. Для массовых измерений доплеровских сдвигов и скоростей турбулентности были разработаны корреляционные методы, в которых результат измерения этих обобщенных характеристик можно было также получить практически в процессе наблюдений. Подчеркнем, что относительная простота фотометрических и корреляционных методов обеспечивается степенью использования априорной информации (калибровки индексов, маска линий в корреляционном спектрометре), более высокой, чем в классическом спектральном методе. Итак, общность формирования деталей спектра подталкивала к поискам экономичных методов измерения обобщенных параметров звездных атмосфер.

Третьим мотивом для развития интегральных методов является недостаток света, типичный для большинства астрономических наблюдений. Это заставляло искать методы спектроскопии, более светосильные, чем классический щелевой спектрограф. Многие из этих “неклассических” методов

(многощелевые, матричные, интерференционные) по характеру преобразований спектра являются интегральными, и регистрируемый сигнал нуждается в последующем преобразовании (декодировании).

И, наконец, в пользу рассмотрения интегральных методов говорит и то обстоятельство, что в ряде экспериментов используются неоптимальные способы модуляции спектра. В спектроскопических наблюдениях астрономических объектов применяются три способа модуляции спектра.

1. В классическом (призменном или дифракционном) спектрографе детектируемый сигнал пропорционален интенсивности света в данном интервале длин волн. Принцип действия таких приборов аналогичен способу амплитудной модуляции в радиоэлектронике. В семействе классических спектрографов калибровка по длине волны осуществляется в отдельных точках шкалы длин волн, соответствующих положению линий спектра сравнения. В большинстве случаев оптические каналы формирования исследуемого спектра и спектра сравнения различаются. Эти обстоятельства вносят известные ограничения на точность калибровки, см., например, [1].
2. Метод спектроскопии, основанный на преобразовании Фурье, аналогичен способу частотной модуляции в радиоэлектронике. Частота колебаний сигнала на выходе Фурье-спектрометра обратно пропорциональна длине волны.
3. Если излучение объекта искусственно поляризовать по известному закону, то появляется возможность использовать поляриметрическую калибровку по длинам волн, что аналогично способу фазовой модуляции в радиоэлектронике. При поляриметрической калибровке фаза синусоидальной модуляции интенсивности сигнала на выходе обратно пропорциональна длине волны искусственно поляризованного света.

В астрономической спектроскопии популярным является первый способ модуляции, хотя в двух других способах калибровка по длинам волн осуществляется для каждой из равноотстоящих точек спектра. Причин такой популярности несколько: а) наглядность необработанных результатов, б) относительная технологическая доступность (сегодня дифракционные спектрографы строят даже любители астрономии), в) исторические традиции, сложившиеся еще в “доцифровую” эпоху, когда способ

амплитудной модуляции удобно сочетался с аналоговыми методами обработки сигнала. Современные попытки определить стратегию развития методов высокого спектрального разрешения на больших телескопах — дифракционные или интерференционные приборы (см., например, [2]) — завершились победой дифракционных методов, даже в наземном ИК-диапазоне спектра, где более четверти века доминировали Фурье-спектрометры. Например, ни на одном из восьмиметровых телескопов системы VLT (общее количество фокусов 12) не применяются спектральные приборы, использующие интегральные преобразования. В продвижении дифракционных спектрографов важную роль сыграло развитие микроэлектроники, в частности, создание многоэлементных твердотельных приемников ИК-диапазона. В итоге некоторые перспективные идеи, оказавшие существенное влияние на астрономическую спектроскопию в эпоху одноканальных фотоэлектрических приемников, остались без должного развития при переходе к многоканальным приемникам. Ниже мы попытаемся рассмотреть эволюцию интегральных методов в спектроскопии и новые возможности, открывающиеся с развитием многоканальных фотоэлектрических приемников.

2. СТАНОВЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ В ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

При переходе от фотографической регистрации спектров к применению одноканальных фотоэлектрических приемников появились новые проблемы. Во-первых, нестабильность освещенности входной щели спектрометра при последовательной регистрации (сканировании) элементов спектра приводила к появлению ложных деталей (этот недостаток частично исправлялся в двухканальных схемах). Во-вторых, и это главное, во время регистрации одного участка спектра энергия других участков не использовалась, что эквивалентно потере информации (при данном уровне шума). Следовало увеличить “энергоемкость” спектрометра.

Первый шаг был сделан применением растровой модуляции потока излучения. Идею о механическом кодировании излучения различных длин волн высказал и осуществил Голей [3, 4]. Вначале был построен ИК-спектрометр с растрами в виде двух вращающихся дисков, установленными на входе и на выходе [3]. Кодирование осуществлялось модуляцией излучения каждой длины волны собственной звуковой частотой, технически это было реализовано путем вращения (на частотах φ_1 и φ_2) двух дисков, имеющих прозрачные и непрозрачные полосы. Для длины волны настройки прибора частота модуляции равна $\varphi_2 - \varphi_1$, для других длин волн

частоты модуляции, определяемые порядковым номером щели, были другими. Из-за потерь света в схеме модуляции, выигрыш по потоку составил 10 раз, при теоретически ожидаемом в 32 раза. В следующих конструкциях сканирующих спектрометров [4, 5] вращающиеся растры были заменены статическими наборами щелей, комбинирование этих наборов на входе и выходе прибора позволяло выделять излучение с частотой настройки, исключая излучение на других частотах. В растрах Голея используется только четверть поступающего излучения, поэтому метод не получил развития, несмотря на полное исключение побочных максимумов у аппаратной функции. Эффективность применения кодирующих масок в сканирующих монохроматорах ограничивалась небольшим полем кохлиматора и камеры, свободным от аберраций.

Идея увеличения светосилы спектрального прибора за счет увеличения числа щелей была развита в матричных спектрометрах, где дисперсия излучения осуществлялась посредством призмы или дифракционной решетки, но диспергирующий узел оставался неподвижным, а спектр модулировался сменными механическими масками [6–9]. Были предложены и реализованы системы двойного мультиплексирования [10–14], где кроме циклической маски, расположенной в плоскости изображения спектра, устанавливалась циклическая маска, помещаемая вместо входной щели. Погрешность измерения в матричном спектрометре обратно пропорциональна числу элементов в строке матрицы.

Перечисленные методы использовались преимущественно в инфракрасном диапазоне, где шумы приемника не зависят от величины сигнала. В качестве мультиплексного метода для видимого диапазона, где модуляция сигнала осуществлялась при помощи специально подобранной маски, широкое применение получил метод корреляционного измерения лучевой скорости, впервые осуществленный Грифффином [15]. Возможность определять интегральные характеристики излучения без предварительного детального измерения большого числа элементов спектра впервые сформулирована Фелжеттом [16]: “Если необходимо измерить только лучевую скорость, то наблюдать все детали звездного спектра неэкономично”. Фелжетт предложил использовать априорные данные (класс спектра, распределение линий и их относительную интенсивность), для получения информации о физических величинах, общих для большинства линий. После работы [15], где был реконструирован кудэ-спектрометр, разработанный для задач узкополосной фотометрии [17], появилась серия специализированных приборов [18–23], некоторые из которых использовались для измерения лучевых скоростей длительное время и после внедрения

многоэлементных приемников (например, [23]). Совершенствование кросс-корреляционного метода позволило измерять и такие обобщенные характеристики звезд, как металличность $[Fe/H]$, проекцию скорости осевого вращения $V \sin i$ и скорость макротурбуленции. При наблюдениях на телескопах 1-метрового класса точность измерения лучевых скоростей слабых звезд (порядка 1 км/с) определялась, в основном, точностью удержания изображения звезды на входной щели.

Принцип мультиплексирования одноканального приемника впервые сформулирован и реализован Фелжеттом [24, 25], о его приоритете см. также в [3]. Как и в работах Голея, идея метода состоит в модуляции каждого участка спектра отдельной частотой, с последующим выделением этих участков при помощи частотного фильтра. Но технически это достигается не механической модуляцией потока, проходящего через щели (или растры) спектрометра, а посредством интерференции. В двухлучевом интерферометре исследуемое излучение разделяется на две равные части (два луча), между которыми искусственно создается разность хода Δ . При интерференции двух лучей и изменении Δ интенсивность каждого элемента спектра (с длиной волны λ) изменяется по синусоидальному закону, период изменений для каждой длины волны определяется равенством $n\lambda = \Delta$, где n — целое число. Интенсивность интерференционного сигнала, зарегистрированного при данном Δ , содержит синусоидальные компоненты, сформированные от различных элементов спектра. Эти компоненты можно разделить методом обратного преобразования Фурье. Амплитуда выделенного таким образом сигнала пропорциональна интенсивности спектра на длине волны, соответствующей данной частоте. Работа [24] считается первым теоретическим обоснованием метода Фурье-спектроскопии, хотя принцип спектрального прибора с использованием идеи разложения аналитической функции по полной системе ортогональных функций был опубликован на четверть века ранее [26]. Сравнивая сканирующий дифракционный спектрометр со сканирующим интерферометром, Фелжетт пришел к выводу, что при одинаковом времени сканирования преимущество интерферометра проявляется тем сильнее, чем больше число регистрируемых каналов M . Если шум не зависит от величины сигнала (т.е. когда шум считывания больше, чем дробовой шум), преимущество интерферометра перед сканирующим спектрометром пропорционально $M^{1/2}$ (т.н. выигрыш Фелжетта). В эпоху одноканальных фотоэлектрических приемников выигрыш Фелжетта проявлялся в ИК-диапазоне, где шум считывания, выраженный в эквивалентном числе фотонов, был намного выше, чем у приемников

для видимой области. Интерферометрические наблюдения спектров проводились для самых ярких объектов [27–29], т.е. на больших потоках, где этим шумом можно было пренебречь. В видимом диапазоне, где уровень развития приемников уже в 60-х позволял регистрировать отдельные фотоны, дробовой шум является определяющим, и преимущество интерферометра перед сканирующим спектрометром (выигрыш Фелжетта) исчезает. Общий случай рассматривается в [30], где показано, что интерферометр превосходит сканирующий спектрометр лишь в тех участках спектра, где интенсивность излучения более чем вдвое превышает среднюю интенсивность для всего измеряемого диапазона.

Фактор мультиплексности у интерферометра такой же, как и у спектрометра с кодирующими масками (например, у спектрометра, использующего преобразование Адамара [7]). Точность перемещения подвижного элемента в Фурье-спектрометре составляет доли длины волны, тогда как для дискретного перемещения маски в матричном спектрометре требуется механическая точность, соизмеримая с шириной щели. Адамаровский спектрометр являлся простым и в процедуре восстановления спектра. По этим причинам спектрометры с преобразованием Адамара успешно применялись для астрофизических наблюдений в инфракрасной области спектра (включая бортовые эксперименты). К недостаткам спектрометров с кодовыми масками относится геометрическое ограничение на число элементов маски спектра, с которых удастся собрать излучение на приемник. Этот недостаток преодолевается, если применить метод обратного прохождения закодированного излучения через спектрометр [31], что, впрочем, сильно понижает светосилу по потоку.

Таким образом, в середине прошлого века практически одновременно были предложены два метода мультиплексирования спектра: 1) оптомеханический, ориентированный на использование классических спектрометров, где модулировался фрагмент спектра, и 2) интерферометрический, основанный на частотной или фазовой модуляции широкополосного сигнала (без предварительного разложения в спектр). Возможности метода Фурье-спектроскопии сдерживались состоянием вычислительной техники, тогда как для матричных спектрометров было достаточно применять простейшие электронные сумматоры.

Жакино [32] показал, что произведение спектрального разрешения R на светосилу по потоку L является инвариантом для данного типа спектральных инструментов, и что при одинаковой площади зрачка A , интерферометры по величине RL превосходят призменные и дифракционные спектрометры приблизительно на два порядка. Способность

интерферометра пропускать большое количество энергии при высоком спектральном разрешении получила название “выигрыш Жакино”. Таким образом, Адамар-спектроскопия, не уступая Фурье-спектроскопии в факторе мультиплексности, принципиально проигрывает в светосиле по потоку, из-за использования дифракционного спектрографа. Реализуя выигрыши Жакино и Фелжетта, метод Фурье-спектроскопии в инфракрасном диапазоне оставался вне конкуренции, вплоть до появления многоэлементных твердотельных приемников ИК-диапазона с низким уровнем шумов. Основные проблемы астрономической Фурье-спектроскопии (связанные с изменениями атмосферной прозрачности, с атмосферной турбулентностью, с высокими требованиями к оптико-механической конструкции спектрометра) перечислены в [33].

3. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ФАБРИ-ПЕРО В СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Интерферометры Фабри-Перо (ИФП) в астрономической спектроскопии применяются более века [34, 35], итоги первых пятидесяти лет подведены в [36]. При работе с одноканальными приемниками осуществляется сканирование небольшого (не превышающего величину свободной области дисперсии ИФП $\Delta\lambda$) участка спектра, выделенного монохроматором [37] или интерференционным фильтром. В таком варианте выигрыш Фелжетта не реализуется. При работе с многоканальными приемниками возможны два способа: регистрация монохроматических изображений (системы интерференционных колец) протяженного объекта с последовательной перенастройкой положения рабочего порядка интерферометра (см., например, [38]) и регистрация спектра звездобразного объекта (когда отсутствует система интерференционных колец, а излучение сконцентрировано в центральном пятне) путем сканирования совокупностью порядков интерферометра, положение которых также перестраивается. Первый способ применяется преимущественно для исследования эмиссионных линий (различные оптические схемы для интерферометрического измерения лучевых скоростей приведены в [39]), второй может быть применен и для изучения абсорбционных спектров. Во втором случае для пространственного разделения порядков ИФП, имеющих ширину $\delta\lambda$, в качестве предварительного монохроматора используется призменный или дифракционный спектрограф, ширина аппаратной функции которого не должна превышать свободную область дисперсии $\Delta\lambda$ интерферометра. В данном разделе ограничимся перечислением примеров второго способа.

Преимущества интерферометрии в задачах спектроскопии высокого разрешения осознавались и до работ Жакино. Для случая протяженного источника Толански [40] рассмотрел условия образования т.н. “канализированного” спектра, состоящего из семейства полос параболической формы, каждая из которых формируется одним порядком ИФП. Развивая этот метод, Северный [41] пришел к выводу, что применение эталона Фабри для изучения фраунгоферовых линий эффективно даже при наличии спектрографа умеренной разрешающей силы. По фотографическим спектрам Солнца было показано, что применение эталона ведет к заметному ослаблению влияния рассеянного света на измеряемые контуры спектральных линий.

Различают два способа сочетания ИФП с призмным или дифракционным спектрографом. В первом способе ИФП устанавливается перед спектрографом, при этом диаметр коллимированного пучка, в котором работает ИФП, может отличаться от диаметра коллимированного пучка спектрографа. При такой, внешней, установке ИФП на щель спектрографа проецируется только центральное пятно (в случае наблюдения звезды) или система интерференционных колец (при наблюдениях протяженного объекта). К недостаткам внешней установки ИФП отнесем необходимость использования дополнительной оптики в предщелевой части спектрографа, к достоинствам — существенное снижение уровня рассеянного света в спектрографе (на фактор добротности ИФП, равный $\Delta\lambda/\delta\lambda$), и возможность изменения масштаба изображения колец. Во втором способе ИФП устанавливается в коллимированном пучке спектрографа, до диспергирующего элемента (внутренняя установка). Достоинством внутренней установки является отсутствие потерь на дополнительной оптике, недостатком — повышенное количество рассеянного света.

Эшелле-спектрометр с ИФП на внешней установке [42] использовался на 1.54-м телескопе Лунно-планетной лаборатории (LPL). Сканирование спектра звезды в пределах свободной области дисперсии $\Delta\lambda$ осуществлялось наклоном интерферометра, состояние интерферометра контролировалось с помощью He-Ne лазера. Участок спектра длиной 48 \AA регистрировался матрицей (342×42) кремниевых диодов. С этим прибором была измерена скорость ретроградного вращения стратосферы Венеры, $39 \pm 6 \text{ м/с}$ [43].

Интерферометр Фабри-Перо на внутренней установке был применен в стратосферном УФ-эксперименте [44]. Сканирование по длинам волн осуществлялось оптикой телескопа, спектр звезды регистрировался на фотопленку. Эта же группа исследователей в наземном эксперименте на

0.9-м телескопе Гринвичской обсерватории (RGO) применила интерферометр, установленный в коллимированном пучке спектрографа (диаметром $d = 70 \text{ мм}$), причем интерферометр был наклонен к оси пучка таким образом, что направление его дисперсии было перпендикулярно направлению дисперсии эшелле [45]. Свободная область дисперсии составила $\Delta\lambda = 0.3 \text{ \AA}$, спектральное разрешение $R = 500\,000$. Кроме сканирования путем изменения угла падения пучка на ИФП, были разработаны режимы сканирования путем изменения давления газа между пластинами [46], изменения температуры [47], изменения расстояния между пластинами [48]. В работе [49] показано, что контроль и поддержание заданного состояния основного интерферометра может осуществляться в белом свете, при помощи вспомогательного интерферометра, используемого в тандеме с основным.

В тех случаях, когда использование эмиссионного спектра сравнения не представляется возможным, в качестве реперов можно использовать интерференционные полосы, сформированные излучением исследуемого объекта. Эта идея, высказанная В. П. Линником в 1959 г., осуществлена в конструкции бесщелевого дифракционного спектрографа [50]. Небольшой сегмент коллимированного пучка проходит через сложную стеклянную пластинку, которая формирует интерференционные реперы (полосы Тальбота), расположенные на фотопластинке над изображением спектра звезды. Таким образом, часть света звезды используется для формирования репера доплеровских измерений (к сожалению, этот спектрограф был исключен из списка аппаратуры первого поколения, которую планировалось изготовить для 6-метрового телескопа БТА). В качестве системы, формирующей совокупность реперов непосредственно на спектре звезды, ИФП был применен на 2.7-м телескопе [51]. Работающий в отраженном свете, интерферометр устанавливался перед спектрографом фокуса кудэ, в схеме Эберта-Фасти, дополненной сферическими ломающими зеркалами, с целью компенсации астигматизма [52–54]. Спектр протяженностью 1500 \AA ($R = 50\,000$) регистрировался набором из восьми линеек Reticon, каждая из которых содержала по 1872 фотодиода.

Если ИФП является основным спектральным прибором, а дифракционный спектрограф служит только для пространственного разделения порядков интерферометра, то диаметр коллимированного пучка d спектрографа может быть минимизирован. Это, в свою очередь, существенно снижает габариты и стоимость дифракционного спектрографа.

Как и в спектрографе [45] в измерителе ускорений [55] интерферометр установлен в коллимированном пучке ($d = 48$ мм) небольшого эшелле-спектрографа, соединенного оптическим волокном с 0.92-м телескопом. Спектр регистрировался матрицей ПЗС (512×320 элементов), перемещение порядков ИФП вдоль спектра осуществлялось изменением наклона ИФП.

Появление и совершенствование твердотельных линейных и матричных приемников, шумы которых (т.н. шумы считывания) не зависят от уровня сигнала, сделало, казалось бы, выигрыш Фелжетта достоянием истории спектроскопии. Время регистрации спектра снизилось пропорционально числу каналов, и многоканальные дифракционные спектрографы уравнились (по крайней мере теоретически), с Фурье-спектрометрами. А вот выигрыш Жакино, определяемый соотношением телесных углов дифракционных и интерференционных приборов, сохраняется и при смене приемников излучения. Почему же тогда в оптической спектроскопии предпочтение отдается дифракционным спектрографам? Дело в том, что технология производства дифракционных решеток больших размеров, работающих в порядках $m = 50-100$, позволяет строить спектрографы с диаметром коллимированного пучка до 200 мм и более, (см., например, [56]). Характерный размер пластин интерферометра Фабри-Перо (ИФП) составляет 50 мм, т.е. площадь зрачка системы в 16 раз меньше, чем у крупного дифракционного спектрографа, поэтому преимущество ИФП частично теряется. Если учесть, что перестраиваемый ИФП регистрирует весь спектр за число экспозиций, равное, по крайней мере, величине добротности интерферометра $\Delta\lambda/\delta\lambda$, то в этом режиме преимущество ИФП (с точки зрения экономичности наблюдений) теряется практически полностью. Следовательно, применение ИФП оправдано лишь в тех случаях, когда на телескопе данного диаметра применение дифракционного спектрографа принципиально не обеспечивает требуемую величину спектрального разрешения R . Приведем соответствующие оценки.

Спектральное разрешение дифракционной решетки пропорционально числу штрихов N и номеру порядка дифракции m , т.е. $R = mN$. Для решетки, работающей в автоколлимации на спектрографе с диаметром коллимированного пучка d , установленном на телескопе диаметром D , спектральное разрешение $R = 2d \operatorname{tg} \theta_B / sD$, где θ_B — угол блеска решетки, а s — угловая ширина щели. Для спектрографа НЭС [56] с резателем изображения ($s = 0.4''$) теоретическое спектральное разрешение составляет $R = 81800$.

Спектральное разрешение ИФП пропорционально эффективному числу интерферирующих

лучей N_{eff} и номеру порядка интерференции k , $R = kN_{eff}$. Эффективное число лучей является функцией коэффициента отражения r , см. [40], $N_{eff} = 2.98r^{1/2}/(1-r)$. Для коэффициента отражения $r = 0.95$ пластин используемого нами ИФП [57] получим $N_{eff} = 58$. При расстоянии между пластинами $t = 3$ мм номера рабочих порядков в зеленой области спектра составят $k \sim 11000$, тогда $R \sim 600\,000$.

Резатель изображения можно применять как с дифракционным спектрографом, так и с ИФП (во втором случае высота среза должна быть близка к его ширине). Поэтому, на уровне оценок можно сделать вывод, что при близких потерях света на входной щели, применение сканирующего ИФП позволяет увеличить спектральное разрешение (при наблюдениях на существующих спектрографах БТА) приблизительно в 6–7 раз.

Итак, при нынешнем уровне технологии изготовления дифракционных решеток и интерферометров, преимущества интерферометров могут проявиться на самых крупных телескопах (где уже достигнуты технологические ограничения на размеры дифракционной решетки и размеры оптики камер спектрографов) или в задачах, где требуемая точность наблюдений уже принципиально не обеспечивается методами дифракционной спектроскопии. К числу таких задач относится измерение лучевой скорости с точностью 1–5 м/с.

Первая попытка интерферометрического измерения лучевых скоростей [58] проведена при поиске малоамплитудных фотосферных осцилляций, подобных обнаруженным в интегральном свете солнечного диска (5-минутных, с амплитудой порядка 1.6 м/с). Использовались три ИФП, установленные последовательно (спектрометр PEPSIOS). Измерения с точностью 1 м/с в диапазоне 10–5000 секунд выполнялись на 1.5-м телескопе для девяти ярчайших звезд неба, с признаками хромосферной активности. Пик аппаратной функции PEPSIOS (полушириной $FWHM = 3$ км/с) был расположен на одном из крыльев линии FeI 6678.0 Å ($FWHM = 12$ км/с). При точности измерений 3–40 м/с осцилляции не были обнаружены.

На эшелле-спектрографе с ИФП на внешней установке [42] за 20 экспозиций, выполняемых при различных наклонах интерферометра, для звезд ярче 6-й величины достигалась точность 15 м/с.

На оптоволоконном эшелле-спектрографе с ИФП на внутренней установке [55] в наблюдениях Арктуря была достигнута точность 40 м/с, но при калибровке ИФП обнаружены вариации инструментальной ошибки с амплитудой порядка

27 м/с на шкале в месяцы. В интегральном свете от солнечного диска была достигнута точность 6 м/с, ограничиваемая точностью калибровки ИФП по спектру лампы с полым катодом. Впоследствии точность измерений на этом приборе была доведена до 10 м/с, что позволило исследовать колебания лучевой скорости Арктур с характерным временем 1.8 суток и амплитудой до 160 м/с [59, 60]. Внутренняя точность метода ограничивалась шумом считывания и составляла 4 м/с для 4-минутных экспозиций спектра Арктур на 0.92-м телескопе. На этом приборе были “закрыты” некоторые двойные системы, обнаруженные другими авторами на пределе точности дифракционной спектроскопии, см., например [61].

К задаче высокоточного измерения лучевых скоростей примыкает задача исследования асимметрии линий, возникающей в конвективных атмосферах. Соответствующие наблюдения возможны начиная с $R \sim 300\,000$ [62] и в принципе исключают применение абсорбционных ячеек (спектр молекулярного йода искажает профили линий спектра звезды). В [63] с использованием наблюдений и численных моделей анализируется вклад звездных пятен и конвективных неоднородностей в форму профилей линий и, следовательно, в результаты измерения доплеровских сдвигов этих профилей. Фиктивные изменения лучевой скорости вследствие пятенной активности составляют 5 м/с и 40 м/с для G-звезд солнечного возраста и для G-звезд возраста Гиад. Вследствие изменения характера конвекции у молодых и активных F- и G-звезд могут наблюдаться фиктивные изменения лучевой скорости до 50 м/с. Интерферометрические наблюдения Солнца как звезды (посредством спектроскопии лунного кратера Местинг А), проведенные в течение 5 лет, показали, что за время существенного изменения уровня солнечной активности (когда число пятен возросло на порядок) псевдодоплеровские сдвиги линий, вызываемые асимметрией профилей, не превышали 4 м/с [64]. Обнаружить конвективные изменения профилей линий можно, если достичь $S/N = 1000$ при $R = 300\,000$ [62]. В [65] показано, что такие требования можно обеспечить, наблюдая посредством сканирующего спектрометра с ИФП звезды до $m_V = 5$ на телескопе диаметром 6.5 м. Это предлагалось совмещать с астрометрическими наблюдениями МАР [66], используя для спектроинтерферометрии “лишний свет”, собранный от яркой звезды, расположенной в центре исследуемого поля [65].

Перечисленные методы скрещивания ИФП с дифракционным спектрографом объединены методом сканирования спектра в пределах свободной

области дисперсии, путем перенастройки интерферометра. В результате применения сканирующих методов можно восстановить спектр с разрешением, определяемым характеристиками ИФП.

4. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ В МЕТОДАХ ИНТЕГРАЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Общей целью большинства вышеперечисленных методов является измерение положения деталей спектра или их относительного смещения. Известно, что измерение положений отдельных линий с требуемой точностью по экономичности (т.е. по затратам наблюдательного времени) проигрывает процедуре измерения смещения спектра как целого [16]. Действительно, для измерения положения отдельных линий следует увидеть их профили, т.е. зарегистрировать спектр с отношением сигнал/шум $S/N \geq 30$, тогда как кросс-корреляционные методы начинают работать при $S/N \sim 1$. С другой стороны, измерение положений линий является менее экономичной процедурой, чем измерение их интегральных интенсивностей или даже профилей [67]. Поэтому перспективным может оказаться метод, сохраняющий признаки интегрального подхода к спектру (как, например, кросс-корреляционный метод измерения лучевых скоростей), но свободный от элементов измерения отдельных спектральных деталей и их смещений. В этом случае роль нестабильностей дифракционного спектрографа, особенностей калибровки и обработки спектров может быть существенно снижена или принципиально устранена.

4.1. Акселерометр с интерферометром Фабри-Перо

Можно объединить достоинство фотометра лучевых скоростей [16, 17] — большое количество щелей, с преимуществом интерферометра [32] — высокой светосилой по потоку. В этом случае роль щелей выполняют порядки ИФП, но такая система “щелей” не привязана к положениям абсорбционных линий, как это сделано в корреляционном измерителе скоростей [17]. Поэтому излучение, прошедшее через ИФП в центральном пятне и представляющее собой бесконечный набор порядков интерференции, наложенных друг на друга, необходимо будет разделить пространственно и рассортировать порядки на используемые (т.н. “полезные щели”) и неиспользуемые. С этой целью мы установили ИФП перед эшелле-спектрографом НЭС [56]. Фрагмент одного из получаемых при этом изображений спектров приведен на Рис. 1. Оригинальная спектрограмма в интервале 1500 Å содержит 25 эшелле-порядков, в которых размещается около 6800 порядков ИФП. Узкие участ-

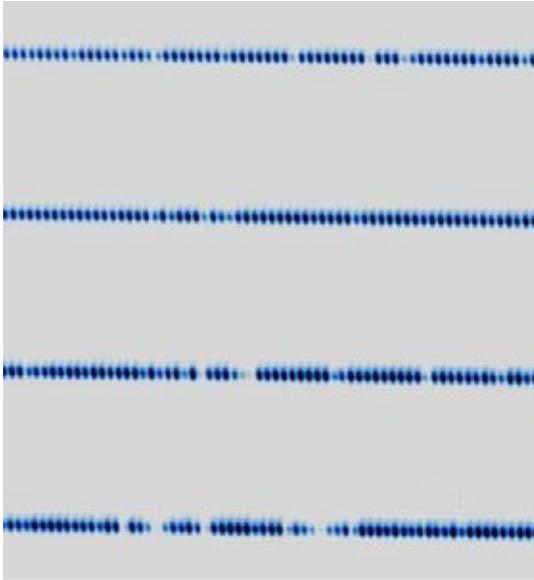


Рис. 1. Фрагмент спектрограммы, полученной на эшелле-спектрографе НЭС с ИФП на внешней установке.

ки спектра, прошедшие через ИФП, определяются характеристиками интерферометра, а эшелле-спектрограф служит только для измерения интенсивностей спектра в данных участках. В порядках, попадающих на ту или иную часть контуров абсорбционных линий, излучение ослаблено (Рис. 1). Ширина аппаратной функции ИФП $\delta\lambda$ должна быть в несколько раз меньше ширины спектральной линии. В таком случае (для холодных звезд при $R > 100\,000$) говорят, что линия переоценена. Входная щель спектрографа может быть раскрыта на ширину, определяемую свободной областью дисперсии $\Delta\lambda$ интерферометра, т.е. до тех пор, пока квазимонохроматические изображения щели еще не перекрываются (Рис. 1). При этом измерение интенсивности, пропущенной в каждом порядке ИФП, производится по нескольким десяткам пикселей, что снижает роль попиксельной неоднородности чувствительности и флуктуаций шума считывания. Всю совокупность регистрируемых порядков ИФП разделим на три группы: порядки, попадающие на коротковолновые, “синие”, крылья линий (группа b); порядки, попадающие на длинноволновые, “красные”, крылья линий (группа r) и все остальные, “нерабочие” порядки, попадающие либо на область континуума, либо точно на центры ядер абсорбций, либо на участки теллурического спектра, имеющие другую лучевую скорость, либо на участки, искаженные “косметическими” дефектами матрицы ПЗС. Просуммируем интенсивности I_i , регистрируемые при данном i -том состоянии ИФП в порядках b - и r -групп и вычислим отноше-

ние сумм интенсивностей $D_i = \Sigma I_{bi} / \Sigma I_{ri}$. Так как число порядков велико, эта величина должна быть близка к единице. Разделение порядков на группы должно быть выполнено так, чтобы при их небольшом сдвиге в коротковолновую область спектра, соответствующем изменению скорости, например, на 1 км/с, все отобранные порядки сохранили свою принадлежность к своим группам. Для сдвига в шкале длин волн положений порядков ИФП, заключенного в объем постоянного давления, мы наклоняем пластины на угол ψ относительно нормального падения лучей. Для нового состояния j , соответствующего указанному сдвигу, вычислим отношение сумм интенсивностей $D_j = \Sigma I_{bj} / \Sigma I_{rj}$. Все интенсивности, зарегистрированные в порядках группы b , увеличатся, а в порядках группы r , уменьшатся, поэтому $D_j > D_i$. Таким образом, по двум экспозициям, выполненным непосредственно одна за другой, по двум точкам $D(\psi_i)$ и $D(\psi_j)$ получаем зависимость $D(\psi)$, по которой вычисляем угол ψ_1 , соответствующий равенству сумм потоков $D = 1$. Величину угла приписываем моменту времени между двумя экспозициями, которые и составляют первое наблюдение. Второе наблюдение данной звезды (аналогичную пару экспозиций) выполним в другой момент времени, предварительно изменив угол наклона ψ ИФП таким образом, чтобы при первой экспозиции второго наблюдения положения порядков ИФП оказались приблизительно на тех же участках профилей линий, что и при первой экспозиции первого наблюдения. Величину изменения угла наклона ИФП вычисляем по разности топоцентрических поправок лучевой скорости между первым и вторым наблюдениями. В этом случае разбиение порядков на группы b и r сохраняется. Затем выполним вторую экспозицию, изменив наклон ИФП на величину, соответствующую сдвигу системы порядков на 1 км/с (как и при первом наблюдении). Таким образом, получаем зависимость $D(\psi)$ для второго наблюдения, которую используем для определения угла ψ_2 , соответствующего условию $D = 1$ в момент второго наблюдения. В итоге задача определения изменения лучевой скорости сводится к задаче измерения и выборочного суммирования интенсивностей в порядках ИФП и к измерению угла наклона ИФП. Строго говоря, с целью измерения интенсивностей в отдельных порядках не требуется даже определение точной формы дисперсионной кривой для эшелле-спектра. Итак, рассматриваемый метод пригоден для измерения изменений лучевой скорости (т.е. для акселерометрии). Задача определения нуля лучевой скорости сводится к задаче калибровки ИФП при помощи лампы с полым катодом. При этом, не изменяя наклона ИФП, следует из-

мерить системы колец, образованных несколькими эмиссионными линиями [57].

Перечислим преимущества рассмотренного метода, останавливаясь на рассмотренных в [1] источниках ошибок. Во-первых, задача поддержания стабильных условий как в дифракционном спектрографе (длиной около 6 метров в случае НЭС), так и в модуле светоприемника заменена задачей стабилизации состояния ИФП, занимающего объем в несколько десятков см³. Во-вторых, применение ИФП позволяет раскрывать входную щель спектрографа до тех пор, пока изображения отдельных порядков на светоприемнике еще разделяются (эта процедура не влияет на спектральное разрешение, определяемое параметрами ИФП). Потери света на щели снижаются, а неоднородность освещенности щели (являющаяся основным источником ошибок в дифракционной спектроскопии) при этом возрастает, но этот эффект несущественен, т.к. мы измеряем интегральные интенсивности, пропущенные ИФП, а не положения порядков. В-третьих, в предлагаемом методе роль реперов выполняют участки спектра, пропущенные через ИФП, поэтому эффекты, связанные с неидентичностью заполнения оптики исследуемым и реперным излучением, а также с неодновременностью регистрации исследуемого и реперного спектров, устраняются. При этом, конечно, появляются эффекты неодинакового заполнения апертуры ИФП излучением звезды и излучением калибровочного источника, но связанные с этим ошибки влияют только на точность определения нуль-пункта лучевой скорости, т.е. не проявляются при измерении разности скоростей (акселерометрии). В-четвертых, наличие геометрических искажений эшелле-изображения также несущественно при измерении интенсивностей. “Неравноправность” различных участков спектра, определяемая конструктивными особенностями спектрографа (например, виньетированием поля камеры спектрографа), может быть скомпенсирована использованием весовых коэффициентов при суммировании интенсивностей, пропущенных в разных порядках ИФП. Недостатки системы обработки, связанные с алгоритмами позиционирования координатных масок и неточностями аппроксимации дисперсионной кривой, устраняются за счет использования принципиально другой системы обработки.

В рассматриваемом методе основные источники ошибок определения лучевых скоростей, свойственные традиционным методам [1, 68, 69], устраняются или их влияние существенно ослабляется. Из новых источников ошибок отметим влияние атмосферной экстинкции, которая различна для различных экспозиций и, следовательно, интенсивности, пропущенные в различных порядках,

войдут в суммы с разными весами, зависящими от зенитного расстояния. Зная закон изменения экстинкции для места наблюдений, соответствующие поправки можно вычислить. Другим способом уменьшения ошибок является нормировка интенсивностей, пропущенных в используемых порядках ИФП, на интенсивности в порядках, приходящихся при любом состоянии ИФП на участки непрерывного спектра. Основным источником ошибок абсолютной калибровки ИФП является неидентичность засветки интерферометра светом лампы спектра сравнения и звезды.

Оценим характеристики метода. Наиболее информативными являются участки с максимальными градиентами интенсивности (т.е. содержащие крылья неблендированных линий). Плотность таких участков можно рассчитать для каждого спектрального интервала по спектральному атласу либо по синтетическому спектру, вычисленному по модели атмосферы. Оценку можно сделать и при помощи функций вероятности распределения непрозрачности (OPDF), используемых при расчете моделей атмосфер. Как впервые показано в [70], OPDF можно вычислить и без детальных расчетов, зная число сильных линий в данном интервале и форму контура одиночной линии. Для звезд солнечного типа ($[Fe/H]=0$) наиболее информативным, т.е. имеющим максимальное число участков с большими градиентами интенсивности, является диапазон 4000–5300 Å. Поэтому мы используем ИФП с покрытиями, оптимальными для сине-зеленой области спектра. В области $\lambda > 5500$ Å плотность линий уменьшается, в области $\lambda < 4000$ Å блендирование возрастает настолько, что число участков с максимальным градиентом интенсивности уменьшается. Кроме того, поток от звезд спектрального класса F и G и чувствительность используемого приемника в области $\lambda < 4000$ Å существенно понижаются. Приводимые ниже оценки сделаны для участка со средней длиной волны 4500 Å.

Для уменьшения потерь света на входной щели мы применяем резатели изображения [71, 72], в частности, в данном методе полностью используется изображение звезды диаметром 1.8 мм или 1.8". Входной щели (срезу) шириной 0.6 мм соответствует проекция шириной 50 мкм в фокальной плоскости камеры НЭС. Толщина разделительного кольца ИФП $d = 5$ мм, что на длине волны 4500.045 Å соответствует порядку $k = 22222$ и расстоянию в шкале длин волн между центрами соседних порядков в центральном пятне эталона $\Delta\lambda = 0.2025$ Å или линейному размеру на ПЗС-приемнике НЭС 7.5 пикселя, каждый шириной по 15 мкм. Изображение каждого эшелле-порядка в

фокальной плоскости камеры НЭС представляет собой свертку аппаратной функции эталона и прямоугольного контура входной щели спектрографа. При данных параметрах ИФП и спектрографа изображения отдельных порядков эталона не перекрываются. При факторе добротности 10, ширина аппаратной функции ИФП $\delta\lambda = 0.02 \text{ \AA}$, т.е. условие переоценки спектральной линии выполняется (спектральное разрешение при этом составляет $R = 225\,000$). Уровень сигнала оценим, используя результаты работы [73]. При пропусканьи системы телескоп+спектрограф, равном 0.01, квантовой эффективности светоприемника 0.83, в полосе шириной 0.02 \AA за 15-минутную экспозицию от звезды 5-й величины соберем 500000 фотоэлектронов (это формальная оценка, не учитывающая динамический диапазон приемника), а от звезды 8-й величины — 31543 фотоэлектронов (т.е. при шуме считывания с одного пикселя $7.7 e^-$ получим $S/N = 400$). Необходимая фотометрическая точность измерения интенсивностей δI в крыле линии прямо пропорциональна градиенту интенсивности в крыле линии ΔI , длине волны λ и требуемой точности определения лучевой скорости ΔV_r , и обратно пропорциональна скорости света [74]. По интерферометрическому атласу спектра Солнца [75], полученному со спектральным разрешением $R = 300\,000 - 500\,000$, средняя величина градиента (в долях континуума) составляет 4 на 1 \AA . Подсчеты, выполненные при спектральном разрешении $R = 65\,000$, дают средний градиент 2.28 на 1 \AA [74]. Для спектрального разрешения $R = 225\,000$ примем средний градиент интенсивности 3. Если в результате измерения по двум точкам на крыле линии требуется получить внутреннюю точность 2 м/с, то фотометрическая точность измерения интенсивностей соответствует накопленному сигналу, при котором $S/N = 11764$. Для того, чтобы эту величину снизить до приемлемого уровня $S/N = 400$, следует выполнить измерения в 864 точках спектра. За одну экспозицию на НЭС можно зарегистрировать диапазон $4000 - 5500 \text{ \AA}$. Число линий, пригодных для измерения, мы подсчитали по спектрам, а также оценили по атласу [75]. В диапазоне $4000 - 5500 \text{ \AA}$ оказалось около 3600 линий с остаточной интенсивностью $I/I_c < 0.95$. В приближении равномерного распределения линий и порядков ИФП в указанном диапазоне, получили плотность 2.4 линии на 1 \AA , тогда как плотность порядков ИФП составляет 5 порядков на 1 \AA . Это означает, что приблизительно каждый второй пик аппаратной функции ИФП содержит информацию о спектральной линии. В диапазоне $4000 - 5500 \text{ \AA}$ находится 6819 порядков

ИФП с номерами $k = 25000 - 18181$, более 3000 из них попадает на участки доплеровских ядер, т.е. в группах b и r окажется приблизительно по 1500 пиков аппаратной функции — каналов измерения интенсивностей. Отсюда приходим к выводу, что в случае спектров звезд солнечного типа метод пригоден для звезд с $m_V < 8$.

Для калибровки и настройки ИФП на входе в спектрограф вместо резателя изображений устанавливается длинная щель и регистрируется эмиссионный спектр сравнения. Измеряются радиусы интерференционных колец. При точности определения положения пика интенсивности фотометрического сечения кольца в 0.1 пикселя точность определения радиуса кольца составит 0.018 мм, что соответствует точности определения скорости 86 м/с. Измерив для каждой из сотен эмиссионных линий по 3–4 интерференционных кольца, точность калибровки ИФП можно довести до 3–4 м/с.

Разбиение совокупности порядков ИФП на группы b и r можно выполнить по спектру солнечного излучения, рассеянного в дневной атмосфере. В этом случае суммы потоков, измеренных в порядках обеих групп, соответствуют нулевой скорости объекта относительно наблюдателя. При настройке ИФП на исследуемую звезду необходимо предвычислить ее топоцентрическую лучевую скорость на момент наблюдения и установить такой угол наклона ИФП, чтобы положения порядков приблизительно совпадали с положениями, установленными по солнечному спектру. Если топоцентрическая скорость звезды отрицательна, то длины волн порядков ИФП могут быть уменьшены путем наклона ИФП на угол ψ , где $\cos \psi = 1 + v_r/c$. Например, при скорости звезды $v_r = -30 \text{ км/с}$, $\psi = 0.81^\circ$. Если скорость положительна, схему разбиения порядков на группы следует изменить, уменьшив номера всех порядков на целую часть от дроби $v_r/\Delta\lambda$, минус 1 (здесь свободная область дисперсии $\Delta\lambda$ выражена в единицах лучевой скорости) с последующей подстройкой положения порядков путем наклона ИФП.

4.2. Интерференционно-фазовые методы с небольшим числом каналов

Идея использования интерферометра постоянного сдвига для высокоточных измерений лучевых скоростей была обоснована в [76], где показано, что интерференционно-фазовый метод обеспечивает пятикратный выигрыш в отношении “сигнал/шум” в сравнении с классической, дифракционной спектроскопией. В [77] оцениваются возможности интерференционно-фазового метода для измерения магнитных полей. В [78] показано, что при исследовании сверхтонкой структуры линий,

уширенных тепловыми движениями атомов, можно добиться повышения эффективности спектрального анализа путем предварительной интегральной оптической обработки спектров и последующей регистрации интегрального потока. При этом обеспечиваются выигрыши, в $N^{1/2}$ раз превосходящие фелжеттовские, независимо от типа детектора (точнее, независимо от природы шумов). Интерференционно-фазовый метод измерения лучевых скоростей был реализован на базе интерферометра Майкельсона [79], погрешность измерения (в пересчете на интервал длин волн) составляла 10^{-4} интервала, занимаемого спектральной линией. В [80, 81] рассматривается возможность оценки поля скоростей в атмосфере Солнца путем измерения интегральных характеристик линии — положения центра тяжести и асимметрии. Более удобное описание спектральной линии можно выразить через систему кумулянтов [82], которые, как и моментное представление, являются характеристиками вероятностного распределения. Первые четыре кумулянта имеют геометрический смысл: центра тяжести контура линии, ширины контура, асимметрии контура и сплюснутости (эксцесса) контура, соответственно. В [81] показано, что измеритель фазы интерференционной картины двухлучевого интерферометра Майкельсона может рассматриваться как устройство для определения первых нечетных кумулянтов спектрального распределения излучения (т.е. положения центра тяжести линии и ее асимметрии). Для одновременной регистрации этих двух параметров достаточно измерить фазу интерферограммы при двух различных значениях разности хода между интерферирующими лучами. С увеличением разности хода лучей возрастает чувствительность амплитуды и фазы к кумулянтам больших номеров. Для одновременного измерения четырех первых интегральных параметров (кумулянтов) используются два интерферометра с различающимися значениями разности хода лучей. Для двух башенных солнечных телескопов были построены интерферометрические устройства [83, 84], реализующие интерференционно-фазовый метод измерения доплеровских смещений линий. Высокая точность измерения лучевой скорости (30 м/с) обеспечивалась системой стабилизации интерферометра относительно эталонного источника, а также и тем, что геометрическое смещение линий, вызванное конвективными движениями в объеме спектрографа, не влияет на результат до тех пор, пока изображение линии остается в пределах входной щели интегрального спектрометра.

В отличие от интерферометра Майкельсона, в интерферометре Фабри-Перо одновременно реализуется набор эквидистантных значений разности

хода лучей. Поэтому дальнейшее развитие интегрального спектрометра связывалось с заменой двух (или нескольких) интерферометров Майкельсона на один сканирующий ИФП [85]. Внутренняя точность измерения лучевых скоростей была доведена до 3 м/с, однако особенности калибровки снижали внешнюю точность до 20 м/с. Преимущество интегрального спектрометра с ИФП состоит в том, что нет необходимости строить двухлучевую схему для измерения четырех первых кумулянтов. Недостаток схемы с ИФП в том, что часть энергии светового излучения уходит с высокими гармониками, которые для вычисления первых кумулянтов неинформативны. Этот недостаток можно преодолеть путем специального подбора коэффициента отражения пластин интерферометра [86]. Интегральный спектрометр на основе интерферометра Майкельсона был разработан также для солнечного телескопа обсерватории Сакраменто-Пик [87].

4.3. Многоканальные интерференционно-фазовые методы

Переход к многоканальным приемникам кардинально изменил информативность интерференционных приборов: стало возможным регистрировать различные частоты одновременно в разных участках многоканального приемника. Первые опыты с многоканальной регистрацией интерферограмм выполнены еще фотографическими методами. В пионерской работе [88] фотографировались интерференционные полосы, образованные в компенсированном интерферометре Майкельсона-Тваймана-Грина. Затем проявленную фотографическую пластинку освещали когерентным излучением и наблюдали восстановленный спектр источника. В работе [89] интерференционная картина формировалась другим образом, при освещении интерференционно-поляризационного клина параллельным пучком исследуемого излучения. Полученная фотография обрабатывалась на фотометре, восстановление спектра проводилось на ЭВМ. Это первая из известных нам работ, где использовалась оцифровка Фурье-интерферограммы с последующей обработкой на ЭВМ.

В качестве базовой голографической схемы общепринята схема интерферометра Саньяка (Рис. 2). На многоканальном приемнике регистрируется интерференционная картина, которая является Фурье-преобразованием спектра источника. Интерферометр может быть сделан достаточно компактным, что, в сочетании с большим угловым полем зрения, делает прибор пригодным для ракетных и орбитальных экспериментов.

Другой способ формирования интерференционной картины состоит в применении двулучепреломляющего материала, обеспечивающего разность

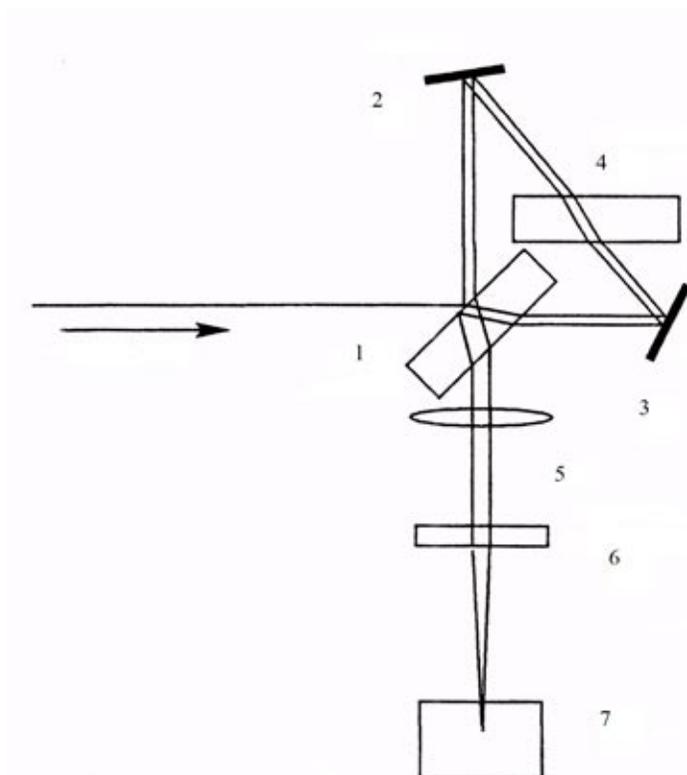


Рис. 2. Голографический интерферометр Саньяка. Обозначения: 1 — светоделитель, 2 — зеркало, 3 — смещенное зеркало, 4 — пластина компенсатора, 5 — сферическая линза, 6 — цилиндрическая линза, 7 — светоприемник.

хода для лучей с различным направлением поляризации [89, 90], см. Рис. 3.

В основополагающих работах [88, 89, 91] по созданию многоканальных голографических спектрометров с преобразованием Фурье (HFTS) использована фотографическая регистрация интерферограмм. Недостатком фотографической регистрации является небольшой динамический диапазон, что позволяло применить метод HFTS только к эмиссионным спектрам. Применение матриц ПЗС позволило распространить метод HFTS на абсорбционные спектры. В работе [92] на трех матрицах небольшого формата (512×512) регистрировались фрагменты интерферограммы, по которым восстанавливался спектр. В [92] было также предложено обойти проблему большого динамического диапазона путем установки перед HFTS предварительного диспергирующего устройства, например, предобъективной призмы. Позже эта идея трансформировалась в схему интерферометра с внешней постдисперсией (EDI), см. ниже. Голографические спектрографы с цифровой регистрацией (основанные как на интерференции пучков, разделенных вследствие

двулучепреломления [90], так разделенных светоделителем [92]), объединены общим термином DASI (Digital Array Scanned Interferometers) [93]. Применение цилиндрической линзы (см. поз. 6 на Рис. 3) позволяет сохранить пространственное разрешение по одной координате, а также приводит к увеличению отношения S/N .

Как и в интерферометре Майкельсона, теоретическая разрешающая способность DASI равна удвоенной разности хода, деленной на длину волны. Реальная разрешающая способность DASI ограничивается пространственным разрешением светоприемника.

В [91], кроме анализа схемы голографического спектрографа, предложен принцип голографического гетеродинамирования и продемонстрирована его работа в случае применения голографической фотоэмульсии. Схема голографического гетеродинамированного спектрографа (HHS) получается из схемы классического интерферометра Майкельсона путем замены зеркал на одинаковые дифракционные решетки и установкой многоканального приемника на выходе прибора. Структурно схема HHS напоминает схему одноканального спектрометра с

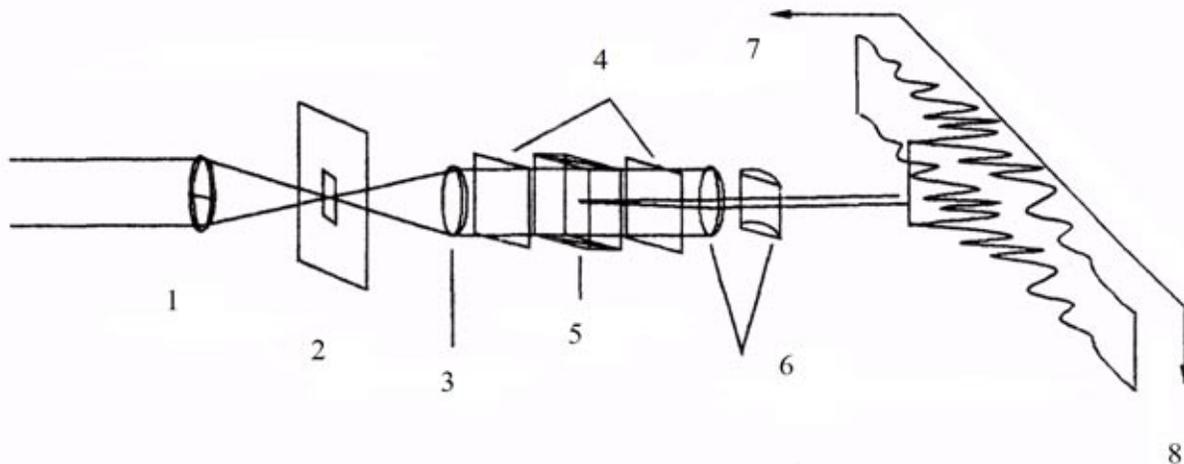


Рис. 3. Схема поляризационного интерферометра. Обозначения: 1 — телескоп, 2 — входная диафрагма, 3 — коллиматор, 4 — поляризаторы, 5 — призма Волластона, 6 — сферическая и цилиндрическая линзы, 7 — координата распределения интенсивности в интерферограмме, 8 — координата пространственного разрешения (по высоте диафрагмы 2).

интерференционной селективной амплитудной модуляцией (СИСАМ) П. Конна, где решетки образуют встречную дисперсию в фокальной плоскости выходного объектива, в результате которой в этой плоскости интерферирует излучение только одной длины волны. В СИСАМе сканирование спектра осуществляется согласованным движением дифракционных решеток, а интерференционная модуляция осуществляется периодическим изменением разности хода путем наклона компенсирующей пластинки, см., например, [94].

Реальная разрешающая способность, ограничиваемая в интерферометре Майкельсона (и других модификациях НФТС) пространственным разрешением приемника, в ННС не имеет данного ограничения, так как частота наблюдаемых полос Физо снижена путем гетеродинирования. После появления крупноформатных матриц ПЗС метод ННС, предложенный в [91], был “открыт заново” и разрабатывался, в частности, как средство, альтернативное методам классической дифракционной спектроскопии на телескопах большого диаметра [95]. В спектрометре FRINGHE [95], обозначенном авторами как представитель нового класса гетеродинных голографических спектрометров (ННС), в одном из плеч интерферометра Майкельсона установлена классическая эшелле-решетка ($\operatorname{tg} \theta_B = 2$, т.е. $R2$). При диаметре коллимированного пучка всего в 2 см удалось получить спектральное разрешение $R = 130\,000$, что превосходит, например, спектральное разрешение дифракционного спектрографа с эшелле, имеющего диаметр коллимированного пучка 24 см.

Методы интегральной спектроскопии перспективны и в тех диапазонах, где увеличение числа оптических поверхностей резко снижает эффективность наблюдений. Например, при спектроскопических наблюдениях в заатмосферном ультрафиолете, выполняемых на телескопах с диаметром зеркала порядка 1 м, эффективная площадь инструмента (определяемая с учетом квантовой эффективности приемника и потерь на оптических поверхностях) может снижаться до нескольких см^2 , см., например, [96]. Создание интерферометра Майкельсона или ИФП для далекого УФ-диапазона (FUV, 1200–2000 Å) сопряжено с трудностями как оптического, так и механического характера. Поэтому для спектроскопии протяженных объектов в далеком ультрафиолете (FUV) был разработан пространственный гетеродинный спектрограф (SHS) [97, 98], использующий всего 5 поверхностей, две из которых являются дифракционными решетками. Предназначенный для спектроскопии протяженных объектов в линии L_{α} , прибор [97] обеспечивал разрешение $R = 200\,000$ при угловой апертуре 0.3° . Метод SHS был использован для построения карт эмиссий межзвездного газа в диапазоне 1350–1950 Å с хорошим разрешением в шкале лучевых скоростей [98]. Эффективная площадь инструмента SHS (с коллимированным пучком около 3 см) в 40 раз превосходит таковую для роуландовского спектрографа BEFS [99], на котором с 1-метровым орбитальным телескопом было открыто диффузное излучение в линии иона C IV. Спектральное разрешение при этом превышает разрешение спектрографа BEFS в 150 раз.

Роль интерференционных методов в задаче высокоточного измерения доплеровских смещений уже отмечалась. Оценки возможностей классической дифракционной спектроскопии можно найти, например, в [100, 101]. Для того, чтобы измерить участок гауссова профиля шириной 0.1 \AA , необходимо построить инструментальный профиль не шире 0.03 \AA . Доплеровскому сдвигу 1 м/с на $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ соответствует $1/6000$ доля ширины спектральной линии. С учетом среднего градиента интенсивности в крыле линии (см. раздел 4.1) обнаружить такой сдвиг можно, если измерить интенсивность с точностью 10^{-4} . В полосе шириной 0.03 \AA необходимое число фотонов (порядка 40 миллионов) можно собрать на телескопе 4-метрового класса от звезды нулевой величины за время накопления 5 минут [101]. Измеряя несколько сотен линий, этот предел можно понизить до $m_V = 3$. Итак, при относительно коротких экспозициях (10–15 мин), в течение которых изменение топоцентрической поправки к лучевой скорости еще не делает наблюдение бессмысленным, классическому дифракционному методу доступны лишь самые яркие звезды. В задаче поиска солнечноподобных осцилляций условия более жесткие: время экспозиции не должно превышать одной минуты. В [101] оцениваются возможности метода голографической гетеродинной спектроскопии (HNS или, в случае увеличенного поля зрения, SHS). Показано, что на телескопе диаметром 1 метр за минуту накопления сигнала от звезды нулевой величины точность, ограниченная шумом приемника, составит 3 м/с . Таким образом, метод HNS позволяет на телескопах умеренного диаметра выполнять наблюдательные программы, которые в случае дифракционной спектроскопии являются предельными для больших телескопов.

Основным недостатком гетеродинной голографической спектроскопии является ограничение длины одновременно регистрируемого спектрального диапазона. Дифракционная решетка находится внутри интерферометра, поэтому различные длины волн образуют на выходе интерферометра системы полос с резко изменяющимся периодом. Поэтому как метод HNS, так и метод SHS являются эффективными в узком спектральном интервале. Другим недостатком метода HNS является снижение отношения “сигнал/шум” при увеличении числа спектральных каналов, которые перекрываются пространственно на приемнике [102]. Число таких каналов можно понизить, предварительно выделяя узкополосным фильтром только ту область, на которую настроен HNS. Более эффективным способом является применение диспергирующей

системы, установленной на выходе HNS — постдисперсера. Число пространственно перекрывающихся каналов при этом снижается и отношение “сигнал/шум” увеличивается. На Рис. 4 приведен фрагмент изображения эмиссионного спектра Th, полученного на HNS с постдисперсером [102]. Каждая вертикальная полоса соответствует одной эмиссионной линии. Ширина полосы определяется диаметром ядра оптического волокна и параметрами оптики на входе и выходе HNS. Информация, полученная с высоким разрешением, содержится в интерферометрической картине (распределенной вертикально, вдоль каждой из полос). Видно, что для одной из эмиссионных линий (третья полоса слева), получена интерферограмма с максимальным периодом изменения интенсивности, что соответствует максимальному спектральному разрешению.

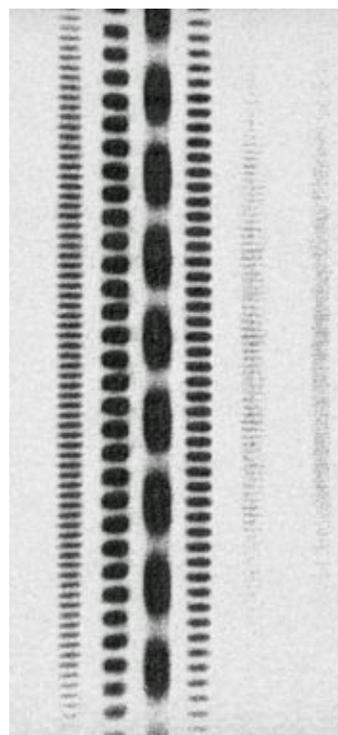


Рис. 4. Фрагмент ПЗС-изображения интерферограммы эмиссионного спектра тория, полученного на HNS с постдисперсером [102]. Каждая вертикальная полоса соответствует одной линии.

Первый астрономический голографический гетеродинный спектрограф [102] был испытан на 4.2-метровом телескопе ВНТ. Эффективность HNS (исключая потери на оптике телескопа, в оптоволокне и на приемнике) составила 6.4%. Пропускание 40-метрового оптического волокна составляло 54%, квантовая эффективность ПЗС — 75%. В

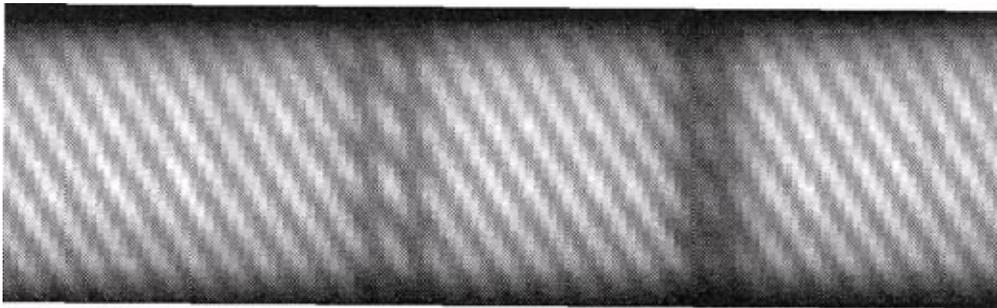


Рис. 5. Фрагмент интерферограммы солнечного спектра, полученной с помощью EDI. Дисперсия интерферометра направлена по ординате, дисперсия дифракционного спектрографа — по абсциссе. Вертикальные полосы — абсорбционные линии в солнечном спектре.

схеме с эшелле-постдисперсером число одновременно регистрируемых элементов спектра составило 54, спектральное разрешение $R = 209\,000$. Для звезды $m_V = 4$ за 30-минутную экспозицию было получено $S/N = 140$. Для более слабых источников, с $m_V = 7$, начинали преобладать шумы считывания.

Относительно недавно было предложено новое сочетание интерферометрического и дифракционного методов регистрации спектров — интерферометр с внешней дисперсией (EDI), см. [103, 104]. Вначале был разработан прототип интерференционного спектрографа, предназначенного для измерений лучевой скорости с точностью 1 м/с. Излучение поступает в широкоугольный интерферометр Майкельсона [105], после интерферометра установлен постдисперсер — спектрограф среднего разрешения, имеющий высокое пропускание. Интерферометр используется для измерения сдвига фазы, возникающего вследствие вариаций лучевой скорости. Спектрограф используется для пространственного разведения широкополосных интерферограмм по различным цветовым каналам. Эта процедура увеличивает контрастность интерференционных полос и, следовательно, точность измерения доплеровских сдвигов. Одно из преимуществ интерферометров с постоянной разностью хода — простейшая аппаратная функция, определяемая только фазой — отмечалось в [76] и использовалось в [84, 85, 106]. Интерферометр с внешней дисперсией (EDI) был испытан по солнечному спектру [107], а первые наблюдения звезд с постдисперсером среднего разрешения ($R = 5\,600$) выполнены на 1-метровом телескопе Ликской обсерватории в конце 1999 г. На Рис. 5 приведен фрагмент интерферограммы солнечного спектра, полученной с EDI [107]. Вертикальные полосы — абсорбционные линии в солнечном спектре. Считывание интерферограмм выполняется по ординате.

В [108] показано, что сочетание интерферометра с эшелле-спектрографом или с однопорядковым спектрографом позволяет увеличить спектральное разрешение в 2–3 раза по сравнению с используемыми спектрографами. Аналогичные оценки получены с эшелле-спектрографом и ИФП в работе [57]. Фрагмент части интерферограммы из [57] приводим на Рис. 6. Считывание интерферограмм выполняется вдоль абсорбционных линий, наклон которых для каждого из эшелле-порядков различен. Отличие Рис. 6 от Рис. 5 состоит в использовании ИФП вместо двухлучевого интерферометра, а также в принципиально более высокой информативности постдисперсера (эшелле-спектрограф в [57] вместо однопорядкового спектрографа в [107]).

Комбинация интерферометра Майкельсона с однопорядковым дифракционным спектрографом позволяет создать прибор для массовых измерений лучевых скоростей, применяя многообъектный оптоволоконный метод. Прототип соответствующего прибора был испытан на 2-метровом телескопе [109], при этом достигнута точность 10 м/с. Применение объемно-фазированных голографических решеток в спектрографе среднего разрешения существенно повышает пропускание прибора EDI в целом. Так, в [110] использовался EDI, пропускание которого от выходного конца оптоволокна до светоприемника составляет 49%. Это позволило на телескопе диаметром 0.9 метров открыть планету у звезды 8-й величины. Исследования на более крупных телескопах (2.1-м и 9-м НЕТ), показали, что полуамплитуда изменения лучевой скорости центральной звезды составила 63 м/с с периодом 4.1 суток. В [111–115] рассмотрены вопросы применения метода EDI в многообъектных спектральных обзорах. Возможности метода в десятки раз превосходят методы дифракционной спектроскопии. Например на 2.5-м телескопе АРО можно измерить скорости около 500 звезд за ночь с точностью около 50 м/с в интервале $7.6 < m_V < 12$.

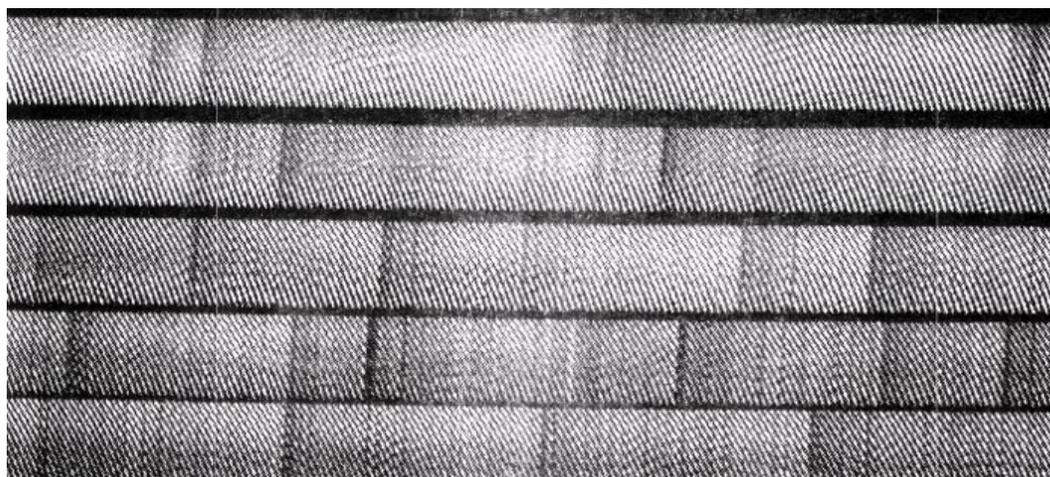


Рис. 6. Фрагмент интерференционно-дифракционного спектра, полученного на эшелле-спектрографе БТА с длинной щелью [57].

Сравнение EDI с другими многоканальными интерференционно-фазовыми методами показывает, что методы NNS и SHS уступают в точности главным образом из-за того, что с высоким разрешением регистрируется узкая спектральная область, содержащая всего несколько абсорбционных линий. Существенно лучше обстоит дело с ИФП, устанавливаемом перед дифракционным спектрографом (см. Рис. 6 и [57]). Как уже отмечалось в п.4.2, недостаток схемы с ИФП в том, что часть энергии светового излучения уходит в высокие порядки, которые для вычисления доплеровских сдвигов неинформативны. Кроме того, ИФП, в отличие от двухлучевого интерферометра, производит несинусоидальные полосы, поэтому преимущества Фурье-анализа при обработке зашумленных спектров здесь будут частично потеряны.

Итак, сочетание классических интерференционных схем с многоэлементными приемниками позволяет обойти проблему точного перемещения оптических элементов, центральную для схем с одноканальными приемниками. Развитые интерференционно-фазовые методы позволяют преодолеть технологические пределы спектрального разрешения дифракционных методов. В задаче определения первых четырех кумулянтов наиболее перспективным является применение широкоугольного интерферометра с фиксированным сдвигом в сочетании с дифракционным прибором среднего разрешения (метод EDI). В заключение раздела отметим, что метод EDI рассматривается как перспективный и в задаче создания сети Фурье-спектрографов астросейсмологического назначения, распределенных по долготе [116].

5. КОГЕРЕНТНЫЙ АКСЕЛЕРОМЕТР С ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ ФАБРИ-ПЕРО

При исследовании звездных спектров мы имеем дело с некогерентным излучением. Для случая, когда все систематические ошибки измерения лучевых скоростей учтены, принципиальным ограничением является некогерентность. С целью дальнейшего увеличения точности измерения доплеровских сдвигов П. Конн [117] предложил перейти в область измерения когерентного излучения, оставляя за спектрографом функции нулевого отсчетного устройства. При этом достаточно измерять не абсолютные скорости, а только изменения этих скоростей у данного объекта. Концепция абсолютной астрономической акселерометрии (ААА) изложена в [100, 118], первые этапы ее реализации можно найти в [119–121].

Основу солнечного акселерометра [100, 117] составляет перестраиваемый интерферометр Фабри-Перо, через который проходит некогерентное излучение солнечного спектра, смешанное с когерентным излучением лазера, частота последнего должна быть перестраиваемой. После ИФП излучение попадает в дифракционный спектрограф, где регистрируется многоканальным приемником с числом каналов не менее четырех. Пусть два таких гипотетических канала регистрируют потоки в двух соседних порядках ИФП, настроенных на коротковолновое (b) и длинноволновое (r) крылья избранной линии солнечного спектра. В результате нескольких экспозиций ИФП подстраивается так, чтобы сигнал в обоих соседних порядках (т.е. в крыльях линии) был одинаков. Линия излучения перестраиваемого лазера регистрируется в другом месте фокальной плоскости дифракционного спектрографа, где расположены два других канала светоприемника, регистрирующие два других соседних порядка ИФП. Не изменяя настройки ИФП,

следует изменить частоту лазерного излучения так, чтобы получить равенство сигнала и в этих, “лазерных”, порядках ИФП. Подстраивая таким образом частоту лазера, мы фиксируем такое состояние ИФП, при котором центр тяжести исследуемой линии приходится точно на середину между двумя максимумами аппаратной функции ИФП. Остается измерить частоту настройки лазера. Эта процедура выполняется с использованием частотомера в отдельном канале калибровки, где излучение перестраиваемого лазера смешивается с излучением опорного лазера, работающего на стабилизированной частоте. И так, в абсолютном солнечном акселерометре потоки в крыльях линии выравниваются путем подстройки ИФП. Состояние ИФП (расстояние между пластинами, или давление воздуха) не измеряется, а измеряется только частота биений излучения, образованного при смешивании когерентного излучения опорного и перестраиваемого лазеров. Исходными параметрами являются скорость света и частота стабилизированного лазера; последняя может быть известна с точностью 10^{-11} , что соответствует накопленной за год ошибке измерения в 3 мм/с. Итоговым результатом является разность скоростей между двумя соседними моментами наблюдений. Точность метода прямо пропорциональна ширине используемой линии солнечного спектра и обратно пропорциональна корню квадратному из числа отсчетов в солнечном канале, т.е., по мнению П. Конна, ограничена фотонными шумами [100]. Важно отметить, что в конечном результате длина волны используемой линии солнечного спектра не фигурирует. Это означает, что небольшие перенастройки ИФП, отслеживающие изменения доплеровских смещений, не зависят от длины волны выбранной линии. Спектрограф используется не для измерения смещений, а только как нулевое отсчетное устройство (первый раз — при выравнивании потоков в крыльях фотосферной линии, второй раз — при выравнивании потоков лазерного излучения в соседних порядках ИФП). Техническую проблему, по-видимому, составляет диапазон изменения лучевой скорости, регистрируемой от солнечной полусферы. Изменения составляют порядка 300 м/с по обе стороны от меридиана в течение дня и около 500 м/с в течение года, что соответствует диапазону изменения частот, не реализуемому в современных лазерах с перестраиваемой частотой. Выход из затруднения видим в смене пары рабочих порядков ИФП на соседнюю пару.

Абсолютный звездный акселерометр устроен сложнее. В отличие от солнечного, в звездном поток гораздо ниже, поэтому основное требование к звездному акселерометру — использование большого количества линий. Но симметричное расположение соседних порядков ИФП можно настро-

ить только для одной линии звездного спектра, для остальных линий расположение соответствующих порядков ИФП окажется при этом несимметричным. Поэтому в абсолютном звездном акселерометре эшелле-спектрограф, оснащенный матрицей ПЗС, соединяется с телескопом или опорным каналом через оптоволоконный оптический коммутатор. Коммутатор позволяет регистрировать либо спектр звезды, либо непрерывное излучение, прошедшее через перестраиваемый ИФП [100, 119]. В первую эпоху (T_0) наблюдений последовательно регистрируются спектр звезды I_S и пропущенный через ИФП непрерывный спектр калибровки I_{FP} . Эти спектры будут использоваться как совокупности опорных значений интенсивности в каждом канале приемника. Так как измеряются ускорения, условимся, что лучевая скорость в момент T_0 нулевая, $V_0 = 0$. В последующие эпохи наблюдений (T_1, T_2, \dots, T_n) лучевая скорость принимает значения V_1, V_2, \dots, V_n , которые содержат известную гелиоцентрическую поправку, и неизвестное, искомое изменение лучевой скорости звезды. Это изменение, как правило, много меньше гелиоцентрической поправки. Перед каждым наблюдением вычисляется гелиоцентрическая поправка, по разности этой поправки с поправкой для момента T_0 определяется величина, на которую следует изменить расстояние между пластинами ИФП. С этим новым состоянием ИФП на перестраиваемом спектрографе регистрируется последовательность спектров I_{FP} , и подбирается такая настройка спектрографа, при которой положение спектра I_{FP} совпадает с таковым для эпохи T_0 . Технически сдвиг спектра по длине волны может осуществляться путем наклона плоскопараллельной пластинки, установленной на входе спектрографа. Выполнить процедуру подстройки (привязки) спектрографа к состоянию ИФП можно довольно точно, установив высокую яркость источника калибровки. Таким образом, действие гелиоцентрической поправки на спектрограф и на ИФП исключается с одинаковой точностью. На подготовленном описанным выше способом спектрографе, в эпоху T_1 наблюдается спектр звезды. Так как в результате подстройки спектрографа элементы звездного спектра попадают на те же каналы светоприемника, что и в эпоху T_0 , результат сравнения спектров I_S , полученных в эпохи T_0 и T_1 , не зависит от неоднородности чувствительности каналов приемника. Выполняется процедура кросс-корреляционного сравнения спектров одного типа. Сравнение звездных спектров I_S дает одну величину их относительного сдвига, сравнение спектров интерферометра I_{FP} — другую. В результате привязки спектрографа к ИФП все дрейфы спектрографа, которые могли произойти между эпохами наблюдений, отражаются в измененном состоянии ИФП. В относительный сдвиг звездных

спектров входят как дрейфы спектрографа, так и изменение лучевой скорости звезды. Разность этих относительных сдвигов, пропорциональная изменению лучевой скорости звезды, пересчитывается в изменение расстояния между пластинами ИФП. А изменение состояния ИФП контролируется двумя лазерами: опорным и лазером с перестраиваемой частотой. Частота, образованная комбинацией частот лазеров, регистрируется гетеродинным детектором и измеряется частотомером. Изменение этой частоты такое же, как если бы один лазер находился на поверхности звезды, а второй — в точке наблюдателя. В абсолютном звездном акселерометре (как и в солнечном акселерометре) спектрограф с матрицей ПЗС работает как нулевое отсчетное устройство, т.е. сдвиг линий не измеряется, а только оценивается знак и порядок величины сдвига для оценки степени перенастройки ИФП. Численное моделирование процесса измерения изменения лучевой скорости на абсолютном звездном акселерометре [100] дает оценку ошибки $\Delta v_r = 0.16$ м/с для звезды $m_V = 10$ при накоплении сигнала на 1-метровом телескопе в течение часа. При попытках достигнуть предел точности измерения изменений лучевой скорости на спектрографе ELODIE, периодически калибруемом посредством ИФП, эти оценки подтвердились [120]. Основным недостатком абсолютного звездного акселерометра является последовательная регистрация звездного и калибровочного спектров, что сохраняет чувствительность метода к некоторым систематическим ошибкам, присущим дифракционным спектрографам. Поэтому в конструкции такого спектрографа должны быть предприняты меры по обеспечению стабильности на временах, сравнимых со временем экспозиции. На временах, характерных для регистрации всей совокупности спектров, работает система “автоподстройки” спектрографа, т.е. стабилизации положения линий относительно элементов матрицы ПЗС.

6. ВЫВОДЫ

Выполненный обзор методов измерения интегральных характеристик звездных спектров позволяет предположить, что приоритет классических дифракционных спектрографов в задачах, связанных с высокоточными измерениями доплеровских смещений, в ближайшие годы будет утерян. Рассмотрим, какие преимущества в этих задачах могут дать интегральные методы. Предварительно следует оценить, необходим ли вообще выигрыш, и если да, то какого типа: увеличение точности измерений V_r , увеличение проникающей способности или сокращение времени экспозиции?

Развитие техники дифракционной спектроскопии звезд на больших телескопах ограничено диаметром коллимированного пучка 20–30 см. Спектральное разрешение, которое при этом можно реализовать без значительных потерь света на входе такого спектрографа, не превышает $R = 10^5$ [122]. Для ярких звезд на спектрографах с оптоволоконным сочетанием точность измерения доплеровских сдвигов составляет 1–3 м/с [123, 124]. По спектрам, оптимальным для доплеровских измерений (холодная звезда, $T_{eff} = 4500$ К, $v \sin i = 0$ км/с), на 1.2-м телескопе (спектрограф CORALIE, $R = 50\,000$) указанная точность была достигнута для звезды $m_V = 6$ за 8 минут экспозиции. На оптоволоконном спектрографе HARPS [122], установленном на 3.6-м телескопе, соответствующие экспозиции будут в десятки раз короче или, при 10-минутных экспозициях, будут доступны звезды с $m_V = 10$. Итак, для задач поиска экзопланет наиболее приемлемым вариантом является специализированный телескоп умеренного диаметра (1–1.5 метра), а для задач астросейсмологии, где время экспозиции не может быть большим, приходится использовать более крупные телескопы. Как многопрограммные, так и специализированные телескопы регистрируют за одну экспозицию только один объект (вся площадь светоприемника используется под размещение изображений эшелле-спектров объекта и калибровочного источника).

Величина доплеровского смещения, регистрируемая с точностью 1–2 м/с, уже не является характеристикой собственно движений, т.к. отражает не только движение центра масс системы “звезда-спутник”, но и (усредняемые по полусфере) конвективные движения (со скоростями порядка км/с), распределение пятен, нерадиальные пульсации. Хорошо известно, что асимметрия линий в спектре Солнца как звезды изменяется вдоль цикла солнечной активности [125]. Поэтому для задачи доплеровского поиска планет вокруг звезд солнечного типа точность 1 м/с является избыточной.

Более высокая точность (10–100 см/с) требуется для исследования колебаний V_r , подобных обнаруженным в интегральном свете от солнечного диска (с периодом около 5 минут и амплитудой около 1 м/с). Отсюда следует и второй аргумент для повышения эффективности — характерное время экспозиции не должно превышать одной минуты. Соответствующие требования к стабильности измерительной системы необходимо обеспечивать на шкале, сопоставимой со временем жизни акустических мод (около недели). Астросейсмологические

наблюдения сегодня выполняются для самых ярких звезд неба, наиболее подходящими являются телескопы диаметром 2 метра, распределенные по долготе. Среди инструментов, которые могут быть использованы для долговременного мониторинга, это самые крупные телескопы. В [116] сделан вывод, что предел для астросейсмологических наблюдений следует понизить хотя бы до $m_V = 5$. Ни одна из существующих комбинаций “телескоп диаметром 2–3 метра плюс оптоволоконный спектрограф” не удовлетворяет такому требованию. Основными ограничениями являются широкощельность дифракционного спектрографа высокого разрешения и потери света на большом числе оптических элементов такого спектрографа. Например, полное пропускание оптоволоконного спектрографа HARPS ($R = 90\,000$), в совокупности с пропусканием 3.6-м телескопа ESO, не превышает 5%, и эта величина пока является рекордной для приборов данного класса. Полное пропускание Фурье-спектрометра с постдисперсией, по численным оценкам, выполненным в [116] с учетом пропускания телескопа, по крайней мере, вчетверо выше. Применение двухлучевого интерферометра с постдисперсией (EDI), обеспечиваемой дифракционными спектрографами Ликской обсерватории ($R = 50\,000$ и $20\,000$), позволяет увеличить спектральное разрешение в 2–2.5 раза, ($R = 100\,000$ и $50\,000$ соответственно, см. [108]), что эквивалентно увеличению пропускания системы в 4–5 раз. Итак, интегральные методы позволяют, оставаясь на телескопах 2-м класса, либо увеличить проникающую способность измерений доплеровских смещений, либо сократить экспозиции до астросейсмологически приемлемых.

Третьим преимуществом интегральных методов является возможность высокоточного измерения лучевых скоростей одновременно у нескольких объектов. Первые испытания прототипа EDI [126] показали, что сочетание двухлучевого интерферометра с дифракционным спектрографом среднего разрешения позволит регистрировать до 15 объектов одновременно. В [126] предполагалось довести пропускание системы “телескоп–оптоволоконно–интерферометр–спектрограф” до 15%, что за час экспозиции на 2-м телескопе позволит получать точность 15 м/с для нескольких объектов с $m_V < 12$.

Интерференционно-фазовые методы применимы и для исследования магнитных полей. Еще в [77] была показана возможность оценки модуля и наклона вектора магнитного поля. Возможности многоканальных интерференционно-фазовых методов связываем с анализом второго, третьего и четвертого кумулянтов (связанных с шириной, асимметрией и сплюснутостью контура со-

ответственно). В схемах с постдисперсером этот анализ можно выполнить для любой из магниточувствительных линий. В [127] методом синтетических спектров исследована чувствительность кросс-корреляционного метода поиска магнитных полей (большой и средней напряженности) к величине спектрального разрешения и показано, что этот метод является более экономичным, чем классические наблюдения с анализаторами круговой поляризации.

На 6-м телескопе выполнено макетирование двух интерферометрических методов измерения доплеровских смещений. Первый [57], по сути дела является независимой реализацией метода EDI [103, 104], см. Рис. 5 и 6. Второй (см. п. 4.1), сочетает достоинства многощелевой (механической) модуляции спектра с высокой широкощельностью интерферометра Фабри-Перо. Оба метода свободны от ошибок, связанных с нестабильностями дифракционного спектрографа и светоприемника, а также с неоднозначностями построения дисперсионных кривых.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 07-02-00247-а и 09-07-00492-а), а также Программой Отделения физических наук РАН. Авторы признательны И. Д. Найденову за полезные консультации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Г. Ключкова, В. Е. Панчук, М. В. Юшкин и Д. С. Насонов, *Астрофизический бюллетень* **63**, 386 (2008).
2. J. P. Maillard, in *Proc. of ESO Workshop on High Resolution Spectroscopy with the VLT, Garching, Germany, 1992*, Ed. by M.-H. Ulrich (ESO, Garching bei Munchen, Germany, 1992), p. 239.
3. M. J. Golay, *J. Opt. Soc. Am.* **39**, 437 (1949).
4. M. J. Golay, *J. Opt. Soc. Am.* **41**, 468 (1951).
5. M. J. Golay, *J. Opt. Soc. Am.* **43**, 58 (1953).
6. R. N. Ibbett, D. Aspinall, and J. F. Grainger, *Appl. Opt.* **7**, 1089 (1968).
7. J. A. Decker Jr. and M. O. Harwit, *Appl. Opt.* **7**, 2205 (1968).
8. J. A. Decker Jr. and M. O. Harwit, *Appl. Opt.* **8**, 2552 (1969).
9. N. J. A. Sloane, T. Fine, P. G. Phillips, and M. Harwit, *Appl. Opt.* **8**, 2103 (1969).
10. M. Harwit, P. G. Phillips, T. Fine, and N. J. A. Sloane, *Appl. Opt.* **9**, 1149 (1970).
11. M. Harwit, *Appl. Opt.* **10**, 1415 (1971).
12. M. Harwit, *Appl. Opt.* **12**, 285 (1973).
13. M. H. Tai, D. A. Briotta, N. S. Kamath, and M. Harwit, *Appl. Opt.* **14**, 2533 (1975).
14. M. H. Tai, M. Harwit, and N. J. A. Sloane, *Appl. Opt.* **14**, 2678 (1975).

15. R. F. Griffin, *Astrophys. J.* **148**, 465 (1967).
16. P. B. Fellgett, *Optica Acta* **2**, 9 (1955).
17. R. F. Griffin, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **122**, 181 (1961).
18. R. F. Griffin and J. E. Gunn, *Astrophys. J.* **191**, 545 (1974).
19. G. W. van Gitters, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **168**, 469 (1974).
20. W. I. Beavers and J. J. Eitter, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **89**, 733 (1977).
21. A. Baranne, M. Mayor, and J. L. Poncet, *Vistas in Astron.* **23**, 279 (1979).
22. J. M. Fletcher, H. C. Harris, R. McClure, and C. D. Scarfe, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **94**, 1017 (1982).
23. А. А. Токовинин, *Астрон. ж.* **64**, 196 (1987).
24. P. Fellgett, *Le Journal de Physique et le Radium* **19**, 187 (1958).
25. P. Fellgett, *Le Journal de Physique et le Radium* **19**, 237 (1958).
26. Н. Д. Ньюберг, *Доклады Академии Наук СССР* **IV**, 278 (1934).
27. N. A. Gebbi, L. Delbouille and G. Roland, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **123**, 497 (1962).
28. Г. Д. Шнырев, Б. Н. Гречушников и В. И. Мороз, *Астрономический циркуляр* **302**, 1 (1964).
29. J. Connes and P. Connes, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 896 (1966).
30. F. D. Kahn, *Astrophys. J.* **129**, 518 (1959).
31. P. Hansen and J. Strong, *Appl. Opt.* **11**, 502 (1972).
32. P. Jacquinet, *J. Opt. Soc. Am.* **44**, 761 (1954).
33. P. Connes, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **8**, 209 (1970).
34. C. Fabry and H. Buisson, *Astrophys. J.* **15**, 73 (1902).
35. C. Fabry and H. Buisson, *Astrophys. J.* **33**, 406 (1911).
36. A. H. Vaughan Jr., *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **5**, 139 (1967).
37. J. E. Geake and W. L. Wilcock, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **117**, 380 (1957).
38. В. Л. Афанасьев, Э. Б. Гажур, С. Р. Желенков и А. В. Монсеев, *Бюлл. Спец. астрофиз. обсерв.* **58**, 90 (2005).
39. G. Monnet, *Astronom. and Astrophys.* **9**, 420 (1970).
40. С. Толанский, *Спектроскопия высокой разрешающей силы* (ИЛ., М., 1955).
41. А. Б. Северный, *Известия КРАО* **7**, 59 (1951).
42. K. Serkowski, in *High resolution spectrometry. Proc. of the 4th Colloquium on Astrophysics, Trieste, 1978*. Ed. by M. Hack (Trieste: Osservatorio, 1978), p. 245.
43. K. Serkowski et al., *Astrophys. J.* **228**, 630 (1979).
44. B. Bates et al., *Appl. Opt.* **17**, 2119 (1978).
45. B. Bates et al., in *High resolution spectrometry. Proc. of the 4th Colloquium on Astrophysics, Trieste, 1978*, Ed. by M. Hack (Trieste: Osservatorio, 1978), p. 420.
46. J. E. Geake, J. Ring, and N. J. Wolf, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **119**, 616 (1959).
47. D. C. Auth, *Appl. Opt.* **8**, 1125 (1969).
48. J. V. Ramsay, *Appl. Opt.* **1**, 411 (1962).
49. J. V. Ramsay, *Appl. Opt.* **5**, 1297 (1966).
50. В. П. Линник, *Новая техника в астрономии*, Вып. 1, Под ред. О. А. Мельникова (Наука, Ленинград, 1961), с. 176.
51. W. D. Cochran and B. W. Young, in *Stellar Radial Velocities, Proceedings of IAU Colloquium № 88, Schenectady, N.Y., 1984*. Ed. by A. G. D. Philip and D. W. Latham (Schenectady: L. Davis Press, 1985), p. 109.
52. G. R. Rosendahl, *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 1 (1961).
53. G. R. Rosendahl, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 408 (1962).
54. G. R. Rosendahl, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 412 (1962).
55. R. S. McMillan et al., in *Stellar Radial Velocities. Proceedings of IAU Colloquium № 88, Schenectady, N.Y., 1984*. Ed. by A. G. D. Philip and D. W. Latham (Schenectady: L. Davis Press, 1985), p. 63.
56. В. Е. Панчук, В. Г. Ключкова, М. В. Юшкин, И. Д. Найденов, *Оптический журнал* **76**, 42 (2009).
57. В. Е. Панчук, *Препринт № 144* (САО РАН, Нижний Архыз, 2000).
58. W. A. Traub, J. T. Mariska, and N. P. Carleton, *Astrophys. J.* **223**, 583 (1978).
59. P. H. Smith, R. S. McMillan, and W. J. Merline, *Astrophys. J.* **317**, L79 (1987).
60. W. J. Merline, in *Precise stellar radial velocities*, ASP Conf. Ser. **185**, 187 (1999).
61. R. S. McMillan and P. H. Smith, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **99**, 849 (1987).
62. D. Dravins, in *Proc. of ESO Workshop on High Resolution Spectroscopy with the VLT, Garching, Germany, 1992*. Ed. by M.-H. Ulrich (ESO, Garching bei Munchen, Germany, 1992), p. 55.
63. S. H. Saar and R. A. Donahue, *Astrophys. J.* **485**, 319 (1997).
64. R. S. McMillan, T. L. Moore, M. L. Perry, and P. H. Smith, *Astrophys. J.* **403**, 801 (1993).
65. R. S. McMillan et al., in *Precise stellar radial velocities*, ASP Conf. Ser. **185**, 278 (1999).
66. G. D. Gatewood, *Astronom. J.* **94**, 213 (1987).
67. B. Gustafsson, in *Proc. of ESO Workshop on High Resolution Spectroscopy with the VLT, Garching, Germany, 1992*. Ed. by M.-H. Ulrich (ESO, Garching bei Munchen, Germany, 1992), p. 17.
68. В. Е. Панчук, А. Н. Алиев, В. Г. Ключкова и М. В. Юшкин, *Препринт № 192* (САО РАН, Нижний Архыз, 2003).
69. В. Е. Панчук и А. Н. Алиев, *Препринт № 204* (САО РАН, Нижний Архыз, 2004).
70. В. Е. Панчук, *Сообщения Специальной астрофизической обсерватории* **22**, 5 (1978).
71. В. Е. Панчук, М. В. Юшкин и И. Д. Найденов, *Препринт № 179* (САО РАН, Нижний Архыз, 2003).
72. И. Д. Найденов, В. Е. Панчук и М. В. Юшкин, *Астрофизический бюллетень* **62**, 296 (2007).
73. В. Е. Панчук и др., *Препринт № 169* (САО РАН, Нижний Архыз, 2002).

74. W.J. Merline, in *Stellar Radial Velocities. Proceedings of IAU Colloquium № 88, Schenectady, N.Y., 1984*. Ed. by A. G. D. Philip and D. W. Latham (Schenectady: L. Davis Press, 1985), p. 87.
75. R.L. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, and L. Testerman, *Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm. National Solar Observatory Atlas № 1* (Harvard Univ., 1984).
76. С. М. Горский, В. П. Лебедев, Изв. КрАО **57**, 228 (1977).
77. И. В. Горбачева, С. М. Горский, В. П. Лебедев, Изв. КрАО **57**, 237 (1977).
78. В. П. Лебедев, Оптика и спектроскопия **45**, 222 (1978).
79. С. М. Горский, В. П. Лебедев, в *Тезисах докл. 1-й Всесоюзн. научно-технич. конф. "Фотометрические измерения и их метрологическое обеспечение"* (ВНИИОФИ, Москва, 1974), с. 170.
80. С. М. Горский, И. Е. Кожеватов, в *Тезисах докл. 3-й Всесоюзн. научно-технич. конф. "Фотометрические измерения и их метрологическое обеспечение"* (ВНИИОФИ, Москва, 1979), с. 390.
81. С. М. Горский, И. Е. Кожеватов, В. П. Лебедев, Астрон. журн. **56**, 590 (1979).
82. А. Н. Малахов, *Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований* (Советское радио, Москва, 1978)
83. И. Е. Кожеватов, *Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца*, Вып. 64 (Наука, Москва, 1983), с. 42.
84. Л. В. Дидковский, И. Е. Кожеватов и Н. Н. Степанян, Изв. КрАО **74**, 142 (1986).
85. И. Е. Кожеватов, Е. Х. Куликова и Н. П. Черрагин, Письма в АЖ **21**, 470 (1995).
86. И. Е. Кожеватов, Е. Х. Куликова и Н. П. Черрагин, Оптика и спектроскопия **78**, 536 (1995).
87. J. M. Beckers and T. M. Brown, Osservazioni e Memoire dell' Osservatorio Astrofisico di Arcetri **106**, 189 (1979).
88. G. W. Stroke and A. T. Funkhouser, Phys. Letters **16**, 272 (1965).
89. И. П. Петров, Б. Н. Гречушников, Оптика и спектроскопия **19**, 151 (1965).
90. Wm. H. Smith and P. D. Hammer, Appl. Opt. **35**, 2902 (1996).
91. T. Dohi, T. Suzuki, Appl. Opt. **10**, 1137 (1971).
92. W. V. Schempp, *New Directions in Spectrophotometry*, Ed. by A. G. Davis Philip, D. S. Hayes and S. J. Adelman (L. Davis Pres, 1988), p. 235.
93. Wm. H. Smith and W. V. Schempp, Experimental Astron. **1**, 389 (1991).
94. В. А. Вагин, М. А. Гершун, Г. Н. Жижин и К. И. Тарасов, *Светосильные спектральные приборы* (ФМ, Наука, Москва, 1988).
95. N. G. Douglas, H. R. Butcher, and M. A. Melis, Astrophys. and Space Sci. **171**, 307 (1990).
96. В. Е. Панчук, М. В. Юшкин и Б. М. Шустов, Оптический журнал **74**, 17 (2007).
97. J. Harlander and F. L. Roesler, in *"Instrumentation in astronomy VII", Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, 1990*. Ed. by D. L. Crawford (Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1990), p. 622.
98. J. Harlander, R. J. Reynolds, and F. L. Roesler, Astrophys. J. **396**, 730 (1992).
99. M. Hurwitz and S. Bowyer, in *Instrumentation in astronomy VI, Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, 1986*. Ed. by D. L. Crawford (Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1986), p. 375.
100. P. Connes, Astrophys. and Space Sci. **110**, 211 (1985).
101. S. S. Frandsen, N. G. Douglas, and H. R. Butcher, Astronom. and Astrophys. **279**, 310 (1993).
102. N. G. Douglas, Publ. Astronom. Soc. Pacific **109**, 151 (1997).
103. J. Ge, D. J. Erskine, and M. Rushford, Publ. Astronom. Soc. Pacific **114**, 1016 (2002).
104. J. Ge, Astrophys. J. **571**, L165 (2002).
105. R. L. Hilliard and G. G. Shepherd, J. Opt. Soc. Am. **56**, 362 (1966).
106. G. G. Shepherd et al., **24**, 1571 (1981).
107. D. J. Erskine, Publ. Astronom. Soc. Pacific **115**, 255 (2003).
108. D. J. Erskine, J. Edelstein, W. M. Feuerstein, and B. Welsh, Astrophys. J. **592**, L103 (2003).
109. J. C. van Eyken, J. Ge, S. Mahadevan, and C. DeWitt, Astrophys. J. **600**, L79 (2004).
110. J. Ge et al., Astrophys. J. **648**, 683 (2006).
111. S. R. Kane, D. P. Schneider, and J. Ge, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **377**, 1610 (2007).
112. J. Ge, Rev. Mex. Astron. Astrofis. Serie de Conf. **28**, 31 (2007).
113. J. Ge et al., Rev. Mex. Astron. Astrofis. Serie de Conf. **29**, 30 (2007).
114. S. Mahadevan et al., Astrophys. J. **678**, 1505 (2008).
115. S. Mahadevan et al., Publ. Astronom. Soc. Pacific **120**, 1001 (2008).
116. B. Mosser, J.-P. Maillard, and F. Bouchy, Publ. Astronom. Soc. Pacific **115**, 990 (2003).
117. P. Connes, in *Proceedings of the workshop on "Space research prospects in stellar activity and variability", held at Observatoire de Paris, Meudon*, Ed. by A. Mangeney and F. Praderie (Observatoire de Paris, Meudon, 1984), p. 91.
118. P. Connes, in *Stellar Radial Velocities, Proceedings of IAU Colloquium № 88, Schenectady, N.Y., 1984*. Ed. by A. G. D. Philip and D. W. Latham (Schenectady: L. Davis Press, 1985), p. 131.
119. P. Connes, Astrophys. and Space Sci. **212**, 357 (1994).
120. P. Connes, M. Martic, and J. Schmitt, Astrophys. and Space Sci. **241**, 61 (1996).
121. F. Bouchy, P. Connes, and J. L. Bertaux, in *Precise stellar radial velocities*, ASP Conf. Ser. **185**, 22 (1999).

122. F. Pepe et al., in *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Proceedings of the SPIE 4008*, Ed. by M. Iye and A. F. M. Moorwood (2000), p. 582.
123. F. Pepe et al., in *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes, Proceedings of the SPIE 4841*, Ed. by M. Iye and A. F. M. Moorwood (2003), p. 1045.
124. F. Bouchy, F. Pepe, and D. Queloz, *Astronom. and Astrophys.* **374**, 733 (2001).
125. W. Livingston, L. Wallace, O.R. Write, and M. S. Giampapa, *Astrophys. J.* **657**, 1137 (2007).
126. J. Ge, S. Mahadevan, J.C. van Eyken, et al., in *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets, ASP Conf. Ser.* **294**, 573 (2003).
127. V. G. Klochkova, S. V. Ermakov, and V. E. Panchuk, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **41**, 58 (1996).

INTEGRAL METHODS IN ASTRONOMICAL SPECTROSCOPY

V. E. Panchuk, M. E. Sachkov, M. V. Yushkin, M. V. Yakopov

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