

УДК 524.336:520.84

## ЗВЕЗДЫ ТИПА МИРЫ КИТА. СПЕКТРЫ АТОМОВ

© 2022 В. Е. Панчук<sup>1\*</sup>, В. Г. Клочкова<sup>1</sup><sup>1</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 22 июня 2022 года; после доработки 28 июня 2022 года; принята к публикации 29 июня 2022 года

Представлена первая часть обзора результатов спектроскопических наблюдений мирид в оптическом и ближнем ИК-диапазонах. Перечислены основные феноменологические схемы и модели. Данные литературных источников дополнены спектроскопическими наблюдениями и расчетами, выполненными в САО РАН.

Ключевые слова: *звезды: переменные: типа Миры — методы: спектроскопия*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Долгопериодические переменные звезды типа Миры Кита (мириды) — это холодные гиганты, блеск которых в видимой области спектра меняется с амплитудой более трех звездных величин и периодом более 100 дней. Большие амплитуды изменения блеска в *B*- и *V*-лучах у мирид спектральных классов *M* связаны главным образом с разной степенью блокировки излучения молекулами окиси титана. Характерная деталь в спектрах долгопериодических переменных звезд — эмиссионные линии водорода и металлов, интенсивность и положение которых изменяются с фазой изменения видимого блеска звезды. Различия в относительных интенсивностях этих эмиссионных линий связаны с разной степенью молекулярного поглощения во внешних слоях атмосферы (Joy 1926, Shajn 1935).

Историю исследований долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита можно условно разделить на несколько этапов, перекрывающихся, разумеется, во времени. На первом этапе происходило интенсивное обнаружение новых объектов данного типа и накопление фотометрических оценок блеска известных объектов. По мере накопления фотометрических данных был сделан вывод о том, что отклонения от средней кривой изменения блеска (изменение амплитуды и формы кривой, значительные отклонения длительности отдельных циклов от среднего периода и даже монотонное изменение периода) — явление обычное. Например, вариации периода изменения блеска Миры Кита достигают 10%, визуальная звездная величина в максимуме изменяется от 1.5 до 5.6, в минимуме — от 8.0 до 10.0 (Joy 1926), период (*P*) изменения блеска *R* Нуа в течение столетия уменьшился на

20% (Merrill 1946b). С использованием призмных камер для ярких мирид были выполнены классификационные оценки спектра. Сводки по итогам этого этапа сконцентрированы в первых изданиях Общего каталога переменных звезд (Kukarkin et al. 1969; 1958) и в соответствующих ссылках.

Работа 1.5-м и 2.5-м телескопов обсерватории Маунт Вилсон, оснащенных подвесными призмными спектрографами и призмными, а затем и дифракционными спектрографами фокуса кудэ, обеспечила второй этап развития — изучение вариаций спектральных деталей и лучевых скоростей с фазой изменения блеска. Преобладала гипотеза радиальных пульсаций, по аналогии с цефеидами, но спектроскопистов постигло разочарование: лучевые скорости, измеренные для разных циклов изменения блеска, никак не сводились в среднюю фазовую кривую. Изменения лучевых скоростей и фотометрических радиусов не соотносились по фазам кривой изменения блеска таким же образом, как в случае цефеид. Кроме того, лучевые скорости, измеренные по эмиссионным и абсорбционным линиям, различались.

При исследовании кинематики звездных населений использовались лучевые скорости мирид, традиционно определяемые по спектрам в максимуме блеска, причем по эмиссиям (Smak and Preston 1965), что было быстрее и доступнее, чем измерения по абсорбциям и на других фазах. В результате движение Солнца, определенное относительно долгопериодических переменных звезд, характеризовалось большим отрицательным *K*-членом (12 км с<sup>-1</sup> — см., например, Safronov 1955).

Попытки интерпретации эмиссионных спектров механизмом высвечивания за фронтом сферически симметричной ударной волны (Deutsch and Merrill

\*E-mail: panchuk@ya.ru

1959) продолжают десятилетиями. Об отклонениях от сферической симметрии атмосфер мирид свидетельствует существенная поляризация излучения как в эмиссионных линиях, так и в молекулярных полосах (Landstreet and Angel 1977).

Проблема определения лучевой скорости центра звезды разрешилась после обнаружения околозвездного вещества мирид в миллиметровом диапазоне (Reid and Dickinson 1976), однако такими наблюдениями была охвачена небольшая часть объектов.

Данные фотометрии и фурье-спектроскопии в ближнем ИК-диапазоне позволили «добраться» до тех слоев атмосферы, в которых вариации излучения проявляются более регулярным образом (Hinkle 1978). Однако о самосогласованных моделях, учитывающих движения в пульсирующих атмосферах мирид, говорить еще рано.

Одним из направлений, успешно развиваемых на БТА, являются спектроскопические исследования звезд на стадии post-AGB (Klochkova 1997; 2012). В частности, были обнаружены проявления околозвездных оболочек в оптическом диапазоне (Klochkova 2014). Мириды преимущественно относятся к объектам, находящимся на предшествующей стадии, асимптотической ветви гигантов. Стадия AGB характеризуется потерей вещества со скоростями более низкими, чем на стадии post-AGB. Поэтому до начала нашей наблюдательной программы по изучению мирид мы не были уверены в том, что их околозвездные оболочки могут быть выявлены в оптическом диапазоне по расщеплению ядер сильных линий. Темп потери массы на стадии AGB выше, то есть холодного вещества, способного сформировать оболочечные абсорбции на переходах с низковозбужденных уровней, должно быть больше, чем на стадии post-AGB. В синей области наблюдаем энергетически второстепенную часть спектра мирид. По сравнению со звездами классов F и G, находящимися на стадии post-AGB, излучение в виновской области спектров M-звезд понижено более чем на порядок. Поэтому не исключено, что в синей области спектра мирид абсорбционный спектр оболочки может не проявляться в виде отдельных деталей (как у некоторых post-AGB звезд), а преобладать, заменяя собой спектр атмосферы (в его классическом понимании). Напомним, что попытки объединять результаты наблюдений в оптическом диапазоне, выполненных в различные циклы кривой изменения блеска, дают значительный разброс измеряемых характеристик. Кроме медленных вариаций формы кривой изменения блеска, происходящих от цикла к циклу, были обнаружены кратковременные изменения блеска и спектра мирид (Bychkov et al. 1978, Kiseleva 1967; 1968, Odell et al. 1970), которые не находят

объяснений в рамках представлений о сферически симметричных пульсациях, порождающих ударные волны.

В оптических спектрах мирид (классов Me, Se, Re, Ne) наблюдается дисперсия (в пределах одного подкласса) интенсивностей молекулярных полос, что может интерпретироваться как признаки измененного химического состава, тем более что на последующей эволюционной стадии post-AGB такие изменения обнаружены по атомным спектрам (Klochkova 1995). Однако следует иметь в виду, что в холодных оболочках условия формирования молекулярных спектров далеки от приближения ЛТР и вариации относительных интенсивностей полос разных молекул от цикла к циклу могут быть связаны с отклонениями от ЛТР и процессами конденсации.

Есть несколько причин того, почему спектроскопические наблюдения мирид сегодня непопулярны. Во-первых, периоды изменения блеска мирид соизмеримы с продолжительностью сезонов, поэтому для покрытия наблюдениями всей фазовой кривой необходимо потратить несколько лет. От таких недостатков свободны наблюдения в ИК-диапазоне и даже в ближнем ИК-диапазоне, когда наблюдения возможны и в сумерки. Во-вторых, попытки сведения наблюдений из разных, даже соседних, циклов в среднюю кривую (лучевых скоростей, интенсивностей линий) показывают, что разброс значений на средней кривой оказывается сравнимым с фазовыми изменениями этих значений. Из-за высокой скважности современных многочисленных наблюдений некоторые эффекты, обнаруженные в периоды интенсивных спектроскопических наблюдений мирид на больших телескопах, сегодня не упоминаются и, по-видимому, известны не всем интерпретаторам. Поэтому мы не игнорируем и весьма старые наблюдения, полученные в первой половине XX века. А в список объектов наблюдательной программы, выполняемой современными средствами на БТА САО РАН, мы включили не только классические, но и незаходящие объекты, доступные для спектроскопии на всех фазах кривой блеска. Кроме чисто спектроскопических работ в обзоре упоминаются и те виды наблюдений, без которых даже феноменологическая интерпретация спектроскопии представляется затруднительной. Некоторые разделы обзора проиллюстрированы нашими расчетами и спектроскопическими наблюдениями, выполненными на телескопах САО РАН. Значения спектральных классов, периодов и моментов максимумов блеска мирид взяты из Samus et al. (2009). В заключение отмечаем аппаратно-методические разработки, ориентированные (в рамках наших интересов) в том числе и на расширение возможностей спектроскопии мирид в оптическом диапазоне.

## 2. СПЕКТР ВОДОРОДА

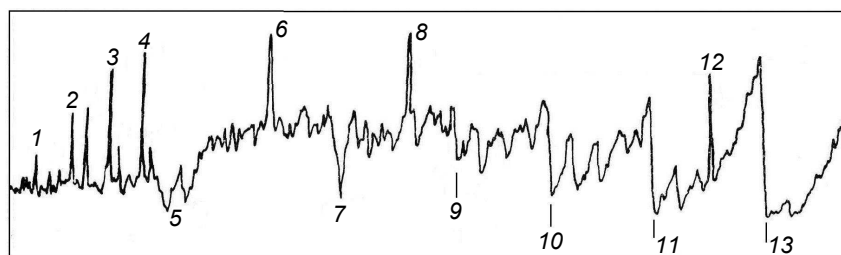
### 2.1. Линии бальмеровской серии

Описание спектров мирид начнем с наиболее выдающихся деталей, доступных наблюдениям в первую очередь. Эмиссионные линии водорода были обнаружены ещё в спектрах мирид, полученных с объективной призмой. В описании Гарвардской классификации (Maury and Pickering 1897) выделена группа XX (типичным представителем которой является именно  $\sigma$  Ceti), отмечается наличие эмиссионного бальмеровского декремента и его немонотонность (максимальная интенсивность эмиссии наблюдается в линии H $\delta$ ). Много позже с использованием 1.5-м и 2.5-м рефлекторов обсерватории Маунт Вилсон, имеющих со второй половины 1930-х годов алюминиевые покрытия зеркал, в комбинации с однопризменными спектрографами (обратная линейная дисперсия  $24 \text{ \AA mm}^{-1}$ ) проникающая способность спектроскопии существенно увеличилась. В частности, был детально изучен коротковолновый диапазон 3700–4000  $\text{\AA}$  (Merrill 1941b), при этом была подтверждена аномально низкая интенсивность эмиссий H $\epsilon$ , H $\kappa$ , H $\mu$ , и H $\xi$ . Гипотеза об искажении бальмеровского декремента поглощением в линиях металлов, высказанная для линии H $\epsilon$  ещё Clerke (1903), а для линий H $\kappa$ , H $\lambda$ , H $\mu$  и H $\xi$  — в работе Shane (1941), была подтверждена по спектрограмме Миры, полученной с дисперсией  $2.6 \text{ \AA mm}^{-1}$  (Adams 1941). Ослабление эмиссий H $\kappa$ , H $\lambda$ , и H $\mu$  интерпретировалось поглощением в линиях нейтрального железа, а H $\xi$  — в линии нейтрального ванадия (Shane 1941). На однопризменных спектрах низкие члены бальмеровской серии выглядят резкими или показывают асимметрию, а на спектрограммах, полученных с высоким разрешением, выявлена сложная структура этих эмиссий. Линии H $\gamma$  и H $\delta$  разделяются каждая на три компонента с постоянным расстоянием между ними, но с переменной относительной интенсивностью компонент. Надежды объяснить структуру линий эффектом Зеемана не оправдались, так как расстояния между компонентами неодинаковы: например, у компонент H $\gamma$  коротковолновое расстояние составляет  $0.29 \text{ \AA}$ , а длинноволновое  $0.46 \text{ \AA}$ . Из-за низкой температуры в атмосферах мирид гипотеза самопоглощения в линиях водорода подвергалась сомнению (Shajn 1944a). Уже в работе Joy (1926) было отмечено, что низкие члены бальмеровской серии искажаются поглощением в полосах окиси титана. На рис. 1 приведен фотометрический разрез спектра мириды, полученного со средним разрешением в работе Mогозова and Panchuk (1978). Видно, что эмиссионные линии H $\gamma$  и H $\beta$  подвержены поглощению в колебательных полосах  $\alpha$ -системы TiO с квантовыми числами (6; 1) и (4; 2) соответственно.

Переменность водородного спектра с фазой кривой визуального блеска проявляется в изменениях эквивалентных ширин эмиссионных линий и в изменениях лучевых скоростей, определенных по эмиссиям. Эмиссия в линиях водорода наблюдается большую часть периода, например, эмиссия в H $\gamma$  у Миры Кита — в течение 85% цикла (Joy 1954). Когда Мира Кита находится в минимуме блеска, «ни одна из водородных линий не проявляется в эмиссии» (Joy 1926). На середине восходящей кривой блеска появляются эмиссии сначала в H $\delta$ , затем в H $\gamma$ . Интенсивность эмиссии в H $\delta$  нарастает до момента «месяц после визуального максимума» (фаза  $\phi = 0.09$ ), затем интенсивности обеих линий снижаются, но таким образом, что H $\gamma$  становится ярче относительно H $\delta$ . Исчезают эмиссии при визуальной звездной величине, на единицу более слабой, чем в момент появления H $\delta$  на восходящей кривой блеска. Эмиссия в H $\alpha$ , измеренная относительно уровня непрерывного спектра, выглядит слабее эмиссии в H $\beta$ . По ликским спектрам отмечалось равенство интенсивностей этих линий (Shane 1920), причем положение H $\alpha$  сдвинуто на  $1 \text{ \AA}$  в коротковолновую сторону относительно положения H $\beta$ ; последнее было подтверждено и по спектрам обсерватории Маунт Вилсон (Joy 1926). Относительный сдвиг линий, принадлежащих одной серии, можно объяснить только несимметричным искажением профиля (хотя бы одной из линий) вследствие поглощения, когда при недостаточном спектральном разрешении за ядро эмиссионной линии принимается ее фрагмент. В работе Joy (1926) было впервые отмечено, что интенсивности разных эмиссионных линий бальмеровской серии водорода достигают максимума на различных фазах кривой блеска.

На спектрограммах  $\sigma$  Ceti, полученных с высоким разрешением (Campbell 1899, Joy 1926), впервые была выявлена сложная структура эмиссий H $\gamma$  и H $\delta$ . В работе Joy (1947) на эмиссионных профилях 35 линий бальмеровской серии выделены 65 абсорбционных деталей, последние были частично отождествлены с линиями 13 элементов и линиями молекулы TiO. Лучевая скорость, измеренная по эмиссиям водорода, от появления эмиссий на восходящей ветви кривой блеска R Нуа до исчезновения эмиссий в минимуме блеска, изменяется на  $13 \text{ км с}^{-1}$ , что интерпретировалось как ускорение излучающей области (Merrill 1952c).

В эпоху фотографической спектроскопии было трудно оценивать изменения интенсивности «передержанных» эмиссионных линий относительно уровня нормально экспонированного континуума (или нормально экспонированных эмиссий относительно «недодержанного» континуума). С этой проблемой столкнулись и в САО при исследованиях быстрых вариаций водородного эмиссионного



**Рис. 1.** Спектр U Ori, полученного на 0.6-метровом телескопе CAO с разрешением  $R \sim 3000$ . Обозначения: 1 — H $\theta$  ( $\lambda$  3797.9), 2 — H $\eta$  ( $\lambda$  3835.4), 3 — H $\zeta$  ( $\lambda$  3889.1), 4 — H $\epsilon$  ( $\lambda$  3970.1), 5 — резонансный дублет K ( $\lambda$  3933.7) и H ( $\lambda$  3968.5) Ca II, 6 — H $\delta$  ( $\lambda$  4101.7), 7 — Ca I ( $\lambda$  4226), 8 — H $\gamma$  ( $\lambda$  4340.5), 12 — H $\beta$  ( $\lambda$  4861.3), 9, 10, 11, 13 — канты колебательных полос (4.0), (3.0), (2.0) и (1.0)  $\alpha$ -системы TiO ( $\lambda$  4425,  $\lambda$  4581,  $\lambda$  4762, и  $\lambda$  4958) соответственно.

спектра (Vuchkov et al. 1978), не находящих объяснения в рамках гипотезы о сферически симметричной ударной волне.

Аномалии эмиссий отдельных линий бальмеровской серии в области H $_6$ –H $_{16}$  объясняются поглощением в линиях металлов. Для наблюдаемых на БТА профилей линий H $_8$ –H $_{11}$  в работе Panchuk (1978) были получены модельные оценки. По неискаженным эмиссиям сделан вывод о том, что бальмеровский декремент подобен хромосферному солнечному, или декременту, наблюдаемому у Ве-звезд.

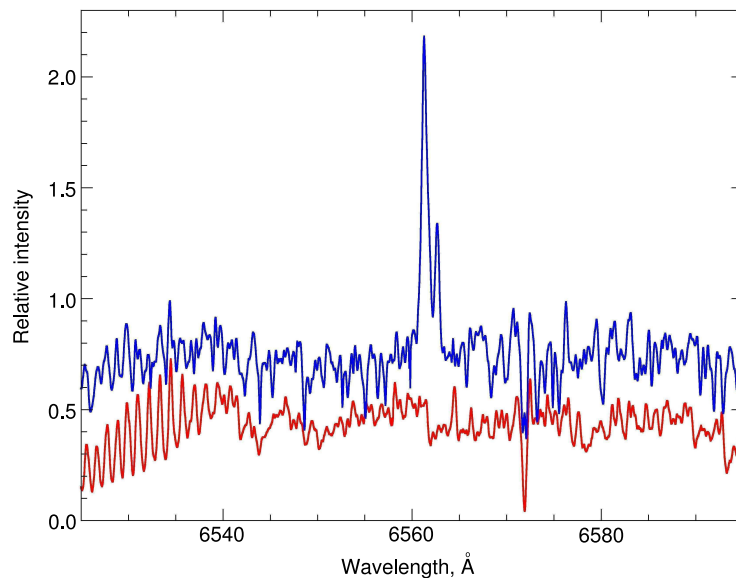
Ширина эмиссионных линий бальмеровской серии водорода (H $_{11}$  и H $_8$ ), для которых искажение абсорбциями минимально, была оценена по спектрам в области 3800–3900 Å (однопризмный щелевой спектрограф, 22 Å мм $^{-1}$ ) в работе Shajn (1944a). Величина 0.6 Å совпала с оценками, выполненными по непередежжанным линиям спектрограммы с высоким разрешением (Adams 1941). По спектрограммам о Ceti (2.6 Å мм $^{-1}$ ), приведенным в работе Merrill (1945), мы оценили ширину линии H $\epsilon$ :  $\Delta\lambda = 1.2$  Å.

В спектре R Leo ( $P = 310^d$ ) эмиссии водорода усиливаются к фазе +50 $^d$  ( $\phi = 0.16$ ) и после фазы +80 $^d$  ( $\phi = 0.26$ ) быстро ослабевают, в минимуме блеска предельно слабы, становятся узкими, а декремент приближается к нормальному, неискаженному поглощению (Merrill 1952d). Когда эмиссии появляются на восходящей части кривой, аномалии декремента выражены наиболее резко. В работе Fox et al. (1984) измерены абсолютные потоки в эмиссионных линиях бальмеровской серии в интервале фаз, покрывающих половину цикла, симметрично относительно максимума. Потоки в линиях изменяются в 40–50 раз, достигая максимального значения вблизи максимума блеска. У Миры Кита в ярких и слабых максимумах визуального блеска потоки в эмиссиях водорода различаются на два порядка.

## 2.2. Профили эмиссионных линий водорода

Линии водорода в поглощении наблюдались вблизи минимума блеска мирид (Joy 1926). Вопрос о самопоглощении в линиях водорода связывался с надеждами определить методом кривой роста число водородных атомов в слое, покрывающем область формирования эмиссий. Утверждалось, что при исчезновении эмиссии в H $\alpha$ , в окрестности этой линии наблюдается непрерывный спектр (Shajn 1944a). Отсюда следовал вывод об ослаблении эмиссии за счет самопоглощения. Отмечалось, что «наличие H в поглощении представляется менее вероятным для Se и совсем маловероятным для Ne». В действительности изменение интенсивности эмиссии в H $\alpha$  как в зависимости от типа спектра (Me, Se или Ne), так и с фазой изменения блеска для конкретной звезды связано с различными источниками молекулярного поглощения (для M-, S- и N-типов) и с переменной величиной молекулярного поглощения с фазой. Последнее видно на рис. 2, где приведены фрагменты спектра мириды R Cam (S2.8e–S8.7e) для двух фаз кривой изменения блеска.

Видно, что при отсутствии эмиссионной линии H $\alpha$  уровень непрерывного спектра не достигается, спектр в минимуме блеска состоит из многочисленных абсорбций (в частности, слева на рис. 2 уверенно отождествляется вращательная структура колебательной полосы (5; 3) электронной системы  $\gamma'$  молекулы TiO). Абсорбция на эмиссионном профиле H $\alpha$  в максимуме блеска может быть интерпретирована (согласно Шайну) как самопоглощение в слое, смещенном относительно середины эмиссионного профиля. Однако в минимуме блеска абсорбция, наблюдаемая на месте линии H $\alpha$ , имеет асимметричную форму и поэтому может быть отождествлена с кантом полосы (0; 1) электронной системы  $\gamma'$  молекулы TiO. Заметим, что распространенной является и другая интерпретация: асимметричная форма профиля H $\alpha$  есть результат высвечивания сферически симметричной оболочки, удаляющаяся часть которой ослаблена



**Рис. 2.** Фрагменты спектров в области  $H\alpha$ , полученных в максимуме (верхняя кривая) и в минимуме (нижняя кривая) блеска мириды R Cam. Спектрограф НЭС БТА (Panchuk et al. 2017; 2009), разрешение  $R = 60\,000$ .

как экранированием звездой, так и поглощением (Gillet et al. 1983). В этой схеме похожая картина может проявляться (при определенных условиях) и в линиях  $H\beta$  и  $H\gamma$ . На рис. 3, 4, 5 приведены фрагменты спектров в области линий  $H\beta$ ,  $H\gamma$  и  $H\delta$ , где детали, соответствующие положению абсорбции на контуре  $H\alpha$ , на контурах линий  $H\gamma$  и  $H\delta$  не наблюдаются.

Критичной для выбора феноменологической модели является ширина эмиссий, различная для разных номеров бальмеровской серии.

### 2.3. Динамика бальмеровского декремента

В работе Gillet et al. (1985a) отмечено, что в двух последовательных максимумах блеска Миры (в 1982 г.  $m_V = 2^m6$  и в 1983 г.  $m_V = 3^m6$ ) эмиссионный профиль  $H\alpha$  в ярком максимуме был втрое выше уровня континуума и практически не просматривался в максимуме, близком к  $m_V = 3^m5$ , величине, типичной для максимумов блеска Миры. Возрастание эмиссии (измеренной относительно локального континуума) в  $H\alpha$  от максимума блеска до  $\phi = 0.4$  является следствием трех факторов: изменения уровня континуума, изменения интенсивности высвечивания и изменения степени поглощения в холодном слое. В указанном интервале фаз два первых фактора работают в первом приближении одинаково. Основной причиной изменения относительной интенсивности эмиссии в  $H\alpha$  является, по мнению Gillet et al. (1985a), изменение степени поглощения в слое молекул TiO; это подтверждается и наблюдениями мириды S Car (Gillet et al. 1985b).

## 3. СПЕКТР МЕТАЛЛОВ

### 3.1. Абсорбционные линии металлов

Средние значения длин волн в спектре Миры Кита и ярких M- и S-переменных приведены в работах Joy (1926) и Merrill and Burwell (1930) соответственно. В работе Merrill (1948b) для R Leo (Me) и R And (Se) даны списки длин волн в диапазоне 3400–6800 Å. Подробные отождествления спектра  $\beta$  Pegasi (M2.3 II–III), остающейся эталоном при изучении M-звезд, приведены в работе Davis (1947). Из-за сильного блендирования измерения эквивалентных ширин атомных линий столь неопределенные, что для оценки параметров атмосфер M-звезд метод кривых роста применялся редко (см., например, Yamashita (1965), Tsuji (1971), Komarov et al. (1973)). Поэтому для мирид классов Me основными информативными параметрами оказываются положения и смещения абсорбций. Характерная точность измерений лучевых скоростей по фотографическим спектрам, определяемая статистическими ошибками, обусловлена рядом факторов (см. Wallerstein (1975)). На спектрограмме  $10 \text{ \AA mm}^{-1}$  длину волны изолированной линии можно измерить с точностью  $1/10$  ее ширины, то есть с точностью  $\pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$ . Эффекты блендирования увеличивают эту ошибку до  $1.8\text{--}3.5 \text{ km s}^{-1}$ , если измеряется группа линий, предположительно имеющих одну и ту же скорость (например, линии с близкими значениями потенциала нижнего уровня). Для водородных эмиссий, искаженных поглощением, ошибка возрастает до  $3\text{--}6 \text{ km s}^{-1}$ . Ошибки, средние по группам линий: водород —

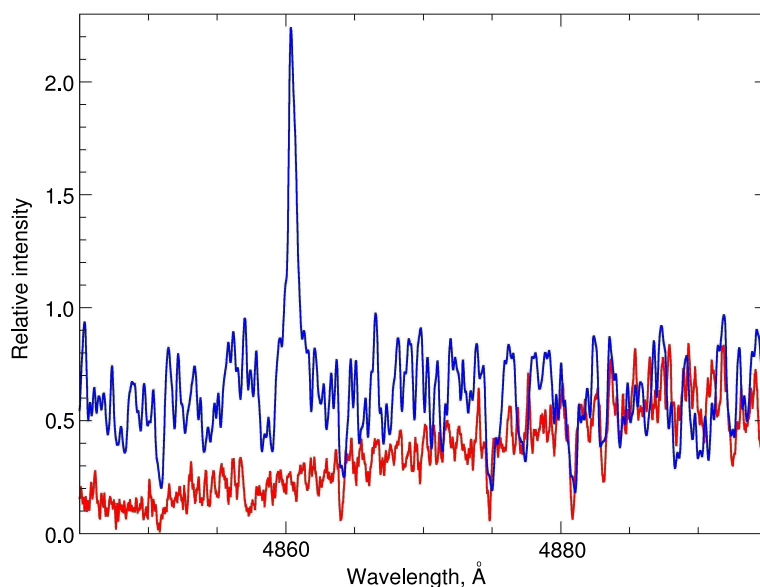


Рис. 3. Фрагменты спектров R Cam в области линии  $H\beta$ . Обозначения те же, что и на рис. 2.

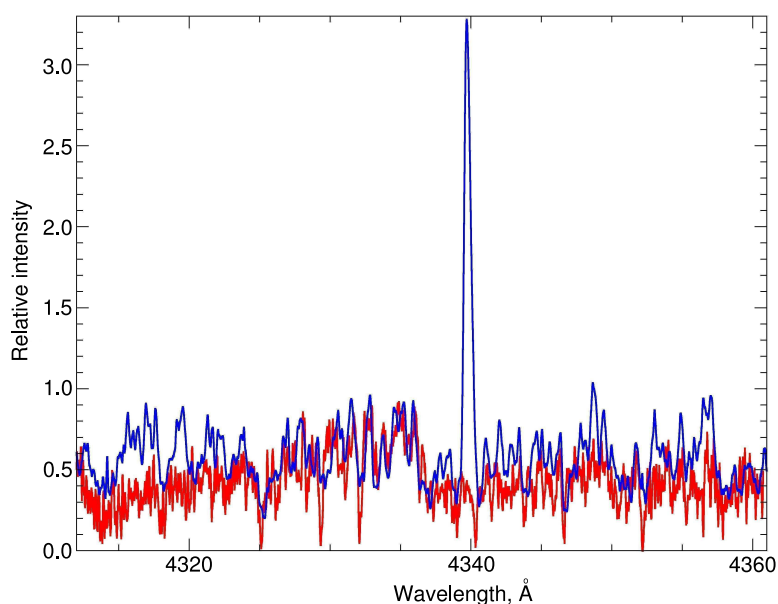


Рис. 4. Фрагменты спектров R Cam в области линии  $H\gamma$ . Обозначения те же, что и на рис. 2.

$0.6\text{--}2 \text{ км с}^{-1}$ , узкие эмиссии —  $0.4\text{--}2.5 \text{ км с}^{-1}$ , слабые абсорбции —  $0.4\text{--}0.8 \text{ км с}^{-1}$ .

Исследование движений в атмосферах ярких мирид по абсорбционным линиям было выполнено по спектрам  $10 \text{ Å мм}^{-1}$  (Merrill 1946a; b; 1947a; 1948a). Основной задачей являлось построение кривой изменения лучевых скоростей с фазой изменения блеска. Кроме того, необходимо было выяснить, в какой фазе абсорбции дают лучевую скорость, близкую к скорости центра звезды: в максимуме или в минимуме блеска. Здесь критичным было определение параметров

движения Солнца относительно подсистемы мирид и сравнение с таковыми относительно подсистем звезд других типов.

На основании статистики лучевых скоростей мирид сначала был сделан вывод о том, что измерения, выполненные по абсорбциям в максимуме блеска, дают системную скорость (Merrill 1941a). Если предположить, что у мирид с мазерной эмиссией OH (Reid 1976) последняя дает системную скорость, получим, что наблюдаемые абсорбции принадлежат веществу, падающему на звезду со скоростями  $5\text{--}10 \text{ км с}^{-1}$ , переменными для разных циклов. Мазерные источники в окрестностях

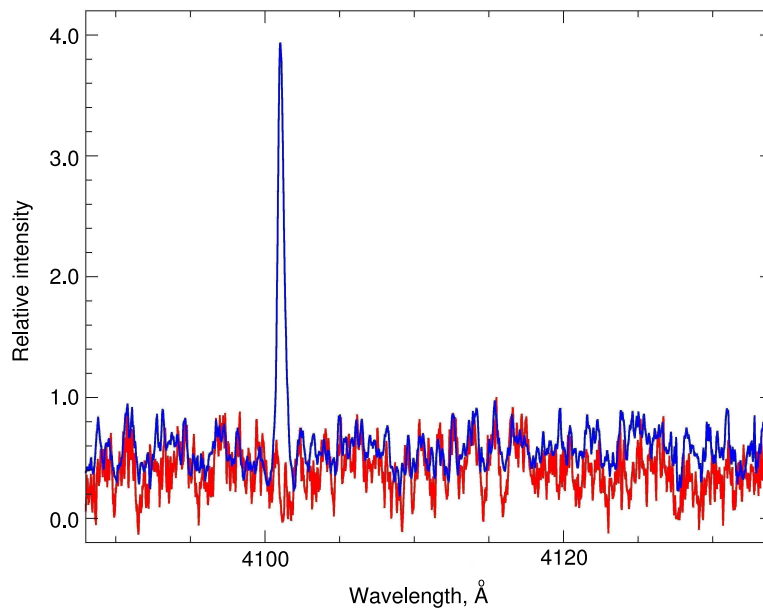


Рис. 5. Фрагменты спектров R Cam в области линии Nδ. Обозначения те же, что и на рис. 2.

мириды могут быть распределены несимметрично, поэтому более реалистичные оценки системной скорости можно получить по тепловой эмиссии SiO (Reid and Dickinson 1976), формирующейся в протяженной (симметричной?) оболочке вокруг звезды. В этих наблюдениях значение системной скорости попадает между скоростями, определенными по оптическим эмиссиям и по абсорбциям. При сравнении скоростей, измеренных по абсорбциям и эмиссиям, следует помнить, что эффект проекции для этих линий различен. Если для абсорбций эффект усреднения по полусфере в сочетании с потемнением к краю для классической модели атмосферы дает поправку 1.41 (коэффициент, на который следует умножить измеренное значение скорости), то для эмиссии, если она возникает в оптически тонкой оболочке, эффект проекции отсутствует. Однако для мирид (абсорбционный спектр которых, как будет показано ниже, формируется как в атмосфере, так и в оболочке) применение классической величины поправки за эффект проекции представляется необоснованным. Кроме того, если удается наблюдать запрещенные линии [Fe II], формирующиеся в разреженной протяженной оболочке, то для них можно ожидать и эффект поярчания к краю (аналогично тому, что наблюдаем у планетарных туманностей).

Ввод в наблюдения 5-м телескопа Хэйла позволил исследовать спектры ярких мирид и в минимуме блеска (Merrill 1952a). Так, абсорбции в спектре R Nuа (M6e–M9eS) в спектрах после минимума дают ту же лучевую скорость, что и в максимуме (Merrill 1952c). В спектре R Leo (M6e–M9.5e) изменение лучевой скорости по абсорбциям состав-

ляет всего 2–3 км с<sup>-1</sup> от максимума к минимуму блеска (Merrill 1952d), то есть находится в пределах ошибок измерения несимметричных линий по фотографическим спектрограммам. Важными, с нашей точки зрения, являются упоминания о том, что вариации лучевой скорости от цикла к циклу, измеренные для близких значений фазы, превосходят вариации лучевой скорости, наблюдаемые с фазой в течение одного цикла.

Абсорбционные спектры мирид с высокими пространственными скоростями сравнивались со спектрами мирид, принадлежащих населению диска (Merrill 1952b). Высокоскоростные мириды имеют более короткие периоды ( $P = 150^d - 250^d$ ), однако поведение лучевых скоростей, разности скоростей по абсорбциям и эмиссиям ( $V_A - V_E$ ) такие же, что и у мирид диска. (Это, по нашему мнению, может свидетельствовать о том, что абсорбционные спектры оболочек мирид насыщенные, и эффект насыщения демпфирует различия в металличности).

В работе Buscombe and Merrill (1952) по спектрограммам R Leo (M6e–M9.5e), о Cet (M5e–M9e) и R And (S3, 5e–S8, 8e) измерены эквивалентные ширины линий металлов в диапазоне 3700–4100 Å, не искаженном молекулярным поглощением. С учётом различий в температурах возбуждения определены различия в содержании атомов циркония (1:10:60) в атмосферах этих звезд соответственно. В работе Komarov and Panchuk (1974) было показано, что наблюдаемое усиление полос окиси циркония может быть обеспечено и при неизменном отношении числа ядер Ti/Zr, но



небольшом изменении отношения O/C за счет различия в энергиях диссоциации TiO и ZrO. По данным Merrill et al. (1962) было получено содержание металлов в атмосфере Миры Кита почти на порядок ниже солнечного. Этот результат можно интерпретировать как следствие занижения уровня континуума (и, следовательно, занижения эквивалентных ширин линий) в перегруженной линиями коротковолновой области спектра.

Merrill and Greenstein (1956) расширили список линий в спектре яркой S-мириды R And ( $m_V = 5^m8 - 15^m2$ ) до 1500 линий и уточнили их отождествления. Была обнаружена зависимость смещений линий от потенциала возбуждения нижнего уровня. Лучевые скорости по абсорбциям R Cyg (S2.5, 9e–S6, 9e) показывают зависимость от потенциала возбуждения нижнего уровня с градиентом  $+2.1 \text{ км с}^{-1}$  на 1 эВ (Deutsch and Merrill 1959). Этот эффект, типичный для холодных переменных звезд, можно объяснить асимметрией линий, которая в предельном случае ассоциируется с комбинацией атмосферной линии и оболочечной компоненты (эффект, известный для M-сверхгигантов (Deutsch 1956)). Строго говоря, следует искать не зависимость лучевой скорости от потенциала возбуждения нижнего уровня, а зависимость лучевой скорости от средневзвешенного уровня формирования тех частей профиля линии, по которым проводится измерение доплеровского сдвига. Такая работа была выполнена по фотографическим спектрам Миры, полученным на Основном звездном спектрографе (Panchuk et al. 2014) БТА, с обратной линейной дисперсией  $9 \text{ \AA мм}^{-1}$ , в диапазоне длин волн 3900–4800 Å. Измерялись только линии нейтрального железа, не блендированные в ядрах. По модели атмосферы холодной звезды высокой светимости были рассчитаны функции вклада в эквивалентные ширины, далее по средневзвешенным глубинам формирования линии были разделены на три группы: околофотосферные, линии средней и верхней атмосферы. Дифференциальные сдвиги составили соответственно 0,  $-0.7$  и  $-1.6 \text{ км с}^{-1}$  относительно фотосферы. Однако этот не опубликованный ранее результат мы не интерпретируем как признак расширения атмосферы в момент наблюдений: сейчас понятно, что, скорее всего, был измерен эффект, связанный с асимметрией бленды двух компонент, формирующихся в разных слоях.

В работе Adams (1941) обнаружено раздвоение абсорбций в спектре o Ceti, полученном месяц спустя после максимума блеска. Это раздвоение выражено гораздо слабее, чем раздвоение, обнаруженное в спектрах сверхгигантов  $\alpha$  Ori (M2 Ia),  $\alpha$  Sco (M1.5 Iab) и  $\alpha^1$  Her (M5 Ib) (Spitzer 1939). Раздвоение линий в спектре R And обнаружено

в работе Merrill and Greenstein (1958). Эффект раздвоения линий в спектре  $\chi$  Cyg исследован с фазой в статье Maehara (1968).

Merrill et al. (1962) были собраны спектрограммы, иллюстрирующие проявления различных параметров атмосферы на вид атомных и молекулярных спектров. Обнаружены (визуально) различия между абсорбционными спектрами мирид и M-гигантами такой же температуры и светимости: атомные линии в спектрах мирид ослаблены. В связи с этим вспомнили о «вуалировании атомных линий», объяснимом в рамках гипотезы конденсации, предложенной O'Keefe (1939) и развитой Shinkawa (1973), но для интерпретации изменений блеска звезд типа R CrB. С механизмом вуалирования нам трудно согласиться, так как частичное экранирование излучения атмосферы пылинками (или капельками конденсата) не должно приводить к изменению контраста спектральных деталей. Для изменения контраста абсорбционной линии необходимо либо перераспределение по частоте (слишком экзотический вариант для холодных звезд), либо разделение насыщенной линии на компоненты, неразличимые при использованном спектральном разрешении, либо изменение градиента скорости в атмосфере. В спектрах мирид с низкими пространственными скоростями, со спектральным подклассом в максимуме более поздним, чем M5, ослабление линий менее выражено, но при этом наблюдаются большие изменения интенсивностей линий от цикла к циклу. Современными наблюдательными средствами феномен вуалирования не исследован.

В работе Yamashita (1965) спектры дюжины M0–M6-звезд (среди которых встречаются типы SR и Ib) исследованы методом кривой роста. В частности, был сделан вывод о том, что в диапазоне 5800–8900 Å нет линий ионов, пригодных для определения электронного давления, и, следовательно, невозможно вычислить полное газовое давление. Поэтому окончательные выводы относительно распространенности химических элементов в атмосферах этих звезд не были сделаны.

В работе Tsuji (1971) по спектрам в ближней ИК-области (6700–8800 Å) были исследованы физические характеристики атмосферы и оболочки двух S-мирид: R And и R Cyg. Абсорбции, которые выглядят одиночными в максимуме блеска, после максимума приобретают синесмещенные компоненты с более высокой температурой возбуждения и увеличенной шириной профиля. Линии с нулевым потенциалом нижнего уровня демонстрируют коротковолновую компонент как в максимуме, так и на фазах после максимума. Вращательные линии CN сильны только в синесмещенных компонентах. По сравнению с синесмещенными атомными



линиями температура возбуждения линий CN выше. Эмиссии  $H\alpha$  и ИК-триплета Ca II смещены в коротковолновую сторону, абсорбционный компонент  $H\alpha$  находится в нормальном положении. Методом кривых роста исследованы физические условия в околозвездной оболочке R And. Нижний предел плотности составляет порядка  $10^{-9} \text{ см}^{-3}$ , темп потери массы оценен в  $7 \times 10^{-6} M_{\odot}$  в год. Отсюда последовал вывод о коротком времени пребывания звезды в стадии S-спектра ( $10^5$  лет), что согласуется с отождествлением в спектре линии короткоживущего технеция.

В ближнем ИК-диапазоне спектров S Carinae, полученных вблизи максимума блеска, также было обнаружено раздвоение линий металлов, наиболее выраженное у  $KI \lambda 7699$  и  $FeI \lambda 8327$ . В работе Gillet et al. (1985b) по наблюдениям с большим значением спектрального разрешения показано, что в спектре S Car в максимуме блеска каждая из этих линий располагается симметрично относительно лабораторного значения длины волны. В работе Shinkawa (1973) методом кривых роста были проанализированы спектры, полученные в различных поддиапазонах, и показано, что содержание элементов по отношению к ядрам железа  $[X/Fe]$ , определенное по инфракрасным спектрам, заметно превышает таковое по синим спектрам. Результат можно интерпретировать как эффект недостаточного спектрального разрешения (см., например, работу Klochkova et al. (1990)). У S Car обнаружен также избыток ядер Ba, La и Eu, что Shinkawa (1973) интерпретировалось как признак конвективного выноса переработанного вещества (уже на стадии AGB!).

Спектроскопия оболочек мирид в микроволновом диапазоне позволяет надеяться на независимое определение скорости движения центра звезды (по мазерным линиям OH,  $H_2O$  и SiO) и рассматривать доплеровские смещения линий в оптическом диапазоне относительно системной скорости (Wallerstein 1975). Однако при этом появляются новые неопределенности: при повышении спектрального разрешения наблюдаются несколько микроволновых компонент, для части которых лучевые скорости попадают в интервал между фотосферной скоростью и скоростью, определенной по околозвездной оболочке. По крайней мере одна из микроволновых компонент показывает ту же скорость, что и фотосферные абсорбции. Сделан вывод о том, что фотосферные скорости, измеренные по абсорбциям, ближе всего к значению скорости центра масс (Wallerstein 1975).

Проблема пульсаций мирид обсуждалась в работе Wallerstein (1977). По данным фотометрии, включая ближний ИК-диапазон, найдены изменения температуры и радиуса, причем изменения

радиуса не согласуются с наблюдаемыми вариациями лучевых скоростей, привязанными к скорости центра масс, известной по микроволновым наблюдениям. В работе Wallerstein (1977) было предложено считать, что наблюдаемые изменения радиуса после максимума блеска происходят вследствие изменений непрозрачности с уменьшением температуры. Предложенная позиция «движений нет, есть изменения эффективного фотометрического радиуса вследствие изменений непрозрачности» — хороша, но движения необходимы в модели сферически симметричной ударной волны.

Для изучения кинематики атмосфер мирид в работе Willson et al. (1982) был применен метод гистограмм — исследовалось число линий в зависимости от лучевой скорости. Раздвоение линий при  $\lambda > 8000 \text{ \AA}$  наблюдается уверенно. На более коротких волнах коэффициент непрерывного поглощения нарастает (см. рис. 8 в работе Panchuk et al. (2010)), и мы наблюдаем преимущественно компоненты, формирующиеся во внешних слоях атмосферы. Заметим, что с продвижением в коротковолновую область исчезновение компоненты, формирующейся глубже, должно происходить не мгновенно, а через асимметрию профиля, в котором вклад коротковолновой компоненты все более преобладает. Для того чтобы в видимом диапазоне наблюдать и глубокие уровни формирования линий, Willson et al. (1982) обратились к изучению мирид с большими собственными движениями и малой металличностью. В спектрах этих звезд полосы TiO ослаблены, и можно измерить смещения у большего количества линий металлов. Для линий низкого возбуждения наблюдаются один или более пиков гистограмм и по крайней мере один пик для линий высокого возбуждения. На каждой спектрограмме может быть до четырех пиков, что свидетельствует о том, что схема одиночной ударной волны является серьезным упрощением. Утверждается, что наблюдаются две волны, верхний, малоамплитудный, удар, проявляющийся предпочтительно в видимой области, и нижний удар большой амплитуды, уверенно наблюдаемый в ИК. Скорость движения центра масс звезды было предложено определять по полусумме скоростей движения верхней и нижней ударных волн. При этом использовалась аналитическая модель Hill and Willson (1979). Заметим, что обращение к спектроскопии малометаллических мирид никак не способствует лучшему пониманию условий формирования линий в коротковолновой области, свободной от молекулярного поглощения как для мирид диска, так и для мирид гало. Там, где непрозрачность в континууме определяется релеевским рассеянием на нейтральном и молекулярном водороде, содержание металлов ничего не определяет.

А вот связанно-свободные переходы на отрицательных ионах водорода зависят от металличности, точнее, от содержания легкоионизуемых K, Na, и даже, как показали наши расчеты, от содержания Rb.

В работе Barbier et al. (1988) лучевые скорости по абсорбционным линиям определены как по фотографическим спектрам мирид, так и фотозлектрически, на корреляционном фотометре CORAVEL (Baranne et al. 1979). Для всех исследованных в этой работе мирид системные скорости, определенные по мазерным линиям, смещены в синюю сторону относительно абсорбций.

Эффект раздвоения абсорбций долгое время является неразрешимой проблемой, соответствующий обзор см. в работе Alvarez et al. (2000). Там же для двух мирид был подтвержден механизм, предложенный Шварцшильдом для виргинид (Schwarzschild 1954): интенсивность синей компоненты, формирующейся в глубоких восходящих слоях, увеличивается от нуля к максимуму, в это же время красная компонента, формирующаяся в верхних опускающихся слоях, уменьшается от максимума к нулю.

Сегодня мало кто решается массовым образом измерять положения отдельных спектральных линий. Спектры 81 мириды, зарегистрированные на спектрографе ELODIE (Baranne et al. 1996), были обработаны автокорреляционным методом для определения повторяемости феномена раздвоения абсорбционных линий (Alvarez et al. 2001). Половина звезд выборки показала раздвоение абсорбций. У звезд, для которых по субмиллиметровым наблюдениям CO была измерена системная скорость, значение скорости, среднее по «синему» и «красному» корреляционным пикам, несколько смещено в коротковолновую область относительно системной скорости. Эффект интерпретируется как движение ударной волны наружу. Раздвоение абсорбций в оптическом диапазоне следует сопоставить с раздвоением вращательных линий CO, обнаруженным в области 1.6 мкм (Hinkle et al. 1984), см. ниже.

### 3.2. Эмиссия в линиях металлов

В монографии Ikauniekš (1971) первая интерпретация аномалий интенсивностей эмиссионных линий Fe II приписывается Г. А. Шайну (Shajn 1935), хотя молекулярное подавление избранных эмиссий отмечалось и ранее (Shane 1920). В спектрах S-мириды  $\chi$  Cyg измерено более сотни эмиссионных линий металлов (Merrill 1947b). Запрещенные линии [Fe II] появляются спустя 100 суток после максимума видимого блеска и в течение последующих двух месяцев быстро наращивают свою интенсивность. В спектрах R Leo (Merrill 1952a)

линии Si I  $\lambda$ 3905 и  $\lambda$ 4103 сильны в максимуме и остаются без изменений в течение трех месяцев, затем быстро ослабевают. Линии Fe I в максимуме блеска ослаблены, усиливаются до фазы +120<sup>d</sup>, после чего медленно ослабевают, но видны даже в минимуме. Линия Mg I  $\lambda$ 4571 появляется через несколько недель после максимума, нарастает в течение 4–5 месяцев и затем остается неизменной в течение всего минимума. Ультрафиолетовые линии Mg I  $\lambda$ 3822,  $\lambda$ 3829 и  $\lambda$ 3838 сохраняют свою интенсивность неизменной на всех фазах кривой блеска. Эмиссии Fe II показывают изменения скорости, промежуточные между скоростями по водородным эмиссиям и скоростями по абсорбциям. Запрещенные линии [Fe II] не наблюдаются вблизи максимума, но становятся хорошо различимыми в минимуме блеска. Следует отметить, что фотографические наблюдения ярких мирид в минимуме блеска представляли проблему (в кудэ-спектрографе 5-м телескопа некоторые экспозиции продолжались в течение двух ночей), поэтому оценки интенсивности эмиссионных линий относительно недоэкспонированных следов «континуума» ненадежны (Merrill 1952d).

В работе Deutsch and Merrill (1959) изучены спектры S-мириды R Cyg, полученные в двух последовательных максимумах блеска 1957 и 1958 годов. В аномально низком максимуме 1957 г. (9<sup>m</sup>0) наблюдалось множество узких эмиссий. Большинство этих линий субординатные, и в максимуме 1958 г. (6<sup>m</sup>9) они наблюдались в абсорбции. Абсорбции, отождествляемые с резонансными линиями, хорошо выражены в максимуме 1958 г. и заметно ослаблены в низком максимуме 1957 г. В максимуме 1957 г. усилены полосы ZrO, то есть молекулярные абсорбции ведут себя противоположно атомным абсорбциям. Если в ярких максимумах 1951 г. (7<sup>m</sup>8) и 1958 г. (6<sup>m</sup>9) лучевая скорость по эмиссиям составляла 14 и 17 км с<sup>-1</sup> соответственно, то в низком максимуме 1957 г. (9<sup>m</sup>0) скорость по эмиссиям составляла всего 3 км с<sup>-1</sup>.

На четырех спектрограммах, полученных вблизи слабого максимума  $\chi$  Cyg на 1.9-м телескопе ОНР, Bretz (1967) обнаружила эмиссионные компоненты резонансных линий K I и Na I, смещенные в коротковолновую сторону относительно абсорбционных ядер.

В работе Fox et al. (1984) отмечено, что на фазах  $\pm 0.25$  периода относительно максимума положение коротковолновой части эмиссий с точностью 3–5 км с<sup>-1</sup> совпадает с положением коротковолновой части водородных эмиссий, но эмиссии металлов не имеют таких затянутых в длинноволновую часть крыльев, как водородные эмиссии. В минимуме блеска термически возбуждаемая линия Mg I

$\lambda 4571.1$  и флуоресцентная линия Fe I  $\lambda 4202.0$ , возбуждаемая эмиссией в линии Mg II  $\lambda 2795$ , имеют одинаковую полуширину ( $14 \text{ км с}^{-1}$ ) и одинаковую скорость движения наружу ( $4 \text{ км с}^{-1}$ ).

В области 1 мкм, непосредственно перед максимумом блеска Миры, наблюдались обратные P Cugni профили линии Ti I (Ferlet and Gillet 1984). Это позволило сделать предположение о движении самых удаленных областей оболочки по направлению к фотосфере.

В оптических спектрах U Ori, известной замечательными мазерными вспышками, были обнаружены многочисленные эмиссии (Wallerstein 1985). Вспышка 1974 г. на частоте 1612 MHz, ассоциируется с ярчайшим максимумом ( $m_V = 4^m 9$ ) 1973 г. В 1980 г. наблюдалась вспышка в линии H<sub>2</sub>O (Lekht et al. 1981), последовавшая за ярким максимумом 1979 г. На спектрограмме 1973 г. найдены линии мультиплета Fe I (43)  $\lambda 4063$  и  $\lambda 4131$ , селективное возбуждение которых линиями Ca II и H $\epsilon$  известно для звезд типа T Tau (Willson 1974). Наблюдались эмиссии Fe I  $\lambda 4202$  и  $\lambda 4307$ , селективно возбуждаемые резонансным излучением в дублете Mg II. Необычным являлось также присутствие в максимуме блеска запрещенных линий [S II]. В целом эмиссионный спектр U Ori в ярком максимуме напоминал спектр, типичный для нисходящей ветви и минимума блеска. Треть из 76 эмиссий осталась неотожествленной. В ярком максимуме лучевая скорость по абсорбциям алгебраически превосходит (на  $10 \text{ км с}^{-1}$ ) скорости, наблюдаемые в слабых максимумах.

#### 4. ВЫВОДЫ

Опубликованные данные наблюдений показывают, что спектральные характеристики мирид испытывают изменения от цикла к циклу, сравнимые с изменениями в пределах одного фотометрического цикла. В целом можно считать, что результаты наблюдений атомного спектра привели в «интерпретационный» тупик: ни одна из попыток феноменологического объяснения не согласуется со всей совокупностью данных о поведении атомного спектра. Уже становится ясно, что механизм радиальных пульсаций является лишь первым приближением. Отсутствуют представления о роли околозвездной оболочки в формировании оптического спектра. Вопрос о быстрых изменениях блеска и спектра остается открытым. Гипотезу ударной волны трудно согласовать с небольшой разностью лучевых скоростей, измеряемых по эмиссиям и абсорбциям. В связи с этим мы продолжаем программу исследования избранных мирид на БТА, подробнее о которой будет сказано в следующей части обзора.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 22-12-00069).

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. S. Adams, *Astrophys. J.* **93**, 11 (1941).
2. R. Alvarez, A. Jorissen, B. Plez, et al., *Astron. and Astrophys.* **362**, 655 (2000).
3. R. Alvarez, A. Jorissen, B. Plez, et al., *Astron. and Astrophys.* **379**, 305 (2001).
4. A. Baranne, M. Mayor, and J. L. Poncet, *Vistas in Astronomy* **23** (4), 279 (1979).
5. A. Baranne, D. Queloz, M. Mayor, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **119**, 373 (1996).
6. M. Barbier, M. Mayor, M. O. Mennessier, and H. Petit, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **72**, 463 (1988).
7. M. C. Bretz, in *Proc. Coll. on Late-Type Stars, Trieste, Italy, 1966*, Ed. by M. Hack, 166 (Osservatorio Astronomico, Trieste, 1967).
8. W. Buscombe and P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **116**, 525 (1952).
9. K. V. Bychkov, S. M. Morozova, and V. E. Panchuk, *Soviet Astron. Lett.* **4**, 199 (1978).
10. W. W. Campbell, *Astrophys. J.* **9**, 31 (1899).
11. A. M. Clerke, *Problems in Astrophysics* (A. & C. Black, London, 1903).
12. D. N. Davis, *Astrophys. J.* **106**, 28 (1947).
13. A. J. Deutsch, *Astrophys. J.* **123**, 210 (1956).
14. A. J. Deutsch and P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **130**, 570 (1959).
15. R. Ferlet and D. Gillet, *Astron. and Astrophys.* **133**, L1 (1984).
16. M. W. Fox, P. R. Wood, and M. A. Dopita, *Astrophys. J.* **286**, 337 (1984).
17. D. Gillet, R. Ferlet, E. Maurice, and P. Bouchet, *Astron. and Astrophys.* **150**, 89 (1985a).
18. D. Gillet, E. Maurice, and D. Baade, *Astron. and Astrophys.* **128**, 384 (1983).
19. D. Gillet, E. Maurice, P. Bouchet, and R. Ferlet, *Astron. and Astrophys.* **148**, 155 (1985b).
20. S. J. Hill and L. A. Willson, *Astrophys. J.* **229**, 1029 (1979).
21. K. H. Hinkle, *Astrophys. J.* **220**, 210 (1978).
22. K. H. Hinkle, W. W. G. Scharlach, and D. N. B. Hall, *Astrophys. J. Suppl.* **56**, 1 (1984).
23. J. Ikaunieks, *Dolgoperiodicheskie peremennye zvezdy* (Zinatne, Riga, 1971).
24. A. H. Joy, *Astrophys. J.* **63**, 281 (1926).
25. A. H. Joy, *Astrophys. J.* **106**, 288 (1947).
26. A. H. Joy, *Astrophys. J. Suppl.* **1**, 39 (1954).
27. T. K. Kiseleva, *Astronomicheskij Tsirkulyar* No. 436, 6 (1967).

28. T. K. Kiseleva, *Astronomicheskij Tsirkulyar* No. 483, 7 (1968).
29. V. G. Klochkova, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **272** (4), 710 (1995).
30. V. G. Klochkova, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **44**, 5 (1997).
31. V. G. Klochkova, *Astrophysical Bulletin* **67** (4), 385 (2012).
32. V. G. Klochkova, *Astrophysical Bulletin* **69** (3), 279 (2014).
33. V. G. Klochkova, V. E. Panchuk, and O. V. Fedorova, *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **29**, 84 (1990).
34. N. S. Komarov, Y. A. Medvedev, and T. V. Mishenina, *Astron. Zh.* **50**, 1193 (1973).
35. N. S. Komarov and V. E. Panchuk, *Astron. Zh.* **51**, 593 (1974).
36. B. V. Kukarkin, P. N. Kholopov, Y. N. Efremov, et al., *General Catalogue of Variable Stars*, 3rd ed. (Astron. Council Acad. Sci. USSR, Moscow, 1969).
37. B. V. Kukarkin, P. P. Parenago, Y. N. Efremov, and P. N. Kholopov, *Obshchii katalog peremennykh zvezd*, 2nd ed. (Acad. Sci. USSR, Moscow, 1958).
38. J. D. Landstreet and J. R. P. Angel, *Astrophys. J.* **211**, 825 (1977).
39. E. E. Lekht, G. M. Rudnitskij, and R. L. Sorochenko, *Astronomicheskij Tsirkulyar* No. 1162, 7 (1981).
40. H. Maehara, *Publ. Astron. Soc. Japan* **20**, 77 (1968).
41. A. C. Maury and E. C. Pickering, *Annals of Harvard College Observatory* **28**, 45 (1897).
42. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **94**, 171 (1941a).
43. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **93**, 40 (1941b).
44. P. W. Merrill, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **57** (336), 178 (1945).
45. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **103**, 275 (1946a).
46. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **103**, 6 (1946b).
47. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **105**, 360 (1947a).
48. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **106**, 274 (1947b).
49. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **107**, 317 (1948a).
50. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **107**, 303 (1948b).
51. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **116**, 344 (1952a).
52. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **116**, 523 (1952b).
53. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **116**, 18 (1952c).
54. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **116**, 337 (1952d).
55. P. W. Merrill and C. G. Burwell, *Astrophys. J.* **71**, 285 (1930).
56. P. W. Merrill, A. J. Deutsch, and P. C. Keenan, *Astrophys. J.* **136**, 21 (1962).
57. P. W. Merrill and J. L. Greenstein, *Astrophys. J. Suppl.* **2**, 225 (1956).
58. P. W. Merrill and J. L. Greenstein, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **70** (412), 98 (1958).
59. S. M. Morozova and V. E. Panchuk, *Soobshcheniya Spets. Astrofiz. Obs.* No. 22, 27 (1978).
60. A. P. Odell, F. J. Vrba, J. D. Fix, and J. S. Neff, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **82** (488), 883 (1970).
61. J. A. O'Keefe, *Astrophys. J.* **90**, 294 (1939).
62. V. E. Panchuk, *Pis'ma Astron. Zh.* **4**, 314 (1978).
63. V. E. Panchuk, G. A. Chuntunov, and I. D. Naidenov, *Astrophysical Bulletin* **69** (3), 339 (2014).
64. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, *Astrophysical Bulletin* **65** (2), 174 (2010).
65. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, *Astronomy Reports* **61** (9), 820 (2017).
66. V. G. Panchuk, V. E. Klochkova, M. V. Yushkin, and I. D. Naidenov, *J. Optical Technology* **76** (2), 87 (2009).
67. M. J. Reid, *Astrophys. J.* **207**, 784 (1976).
68. M. J. Reid and D. F. Dickinson, *Astrophys. J.* **209**, 505 (1976).
69. V. V. Safronov, *Peremennye Zvezdy* **10** (4), 236 (1955).
70. N. N. Samus, E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, et al., *VizieR Online Data Catalog: General Catalogue of Variable Stars (Samus+, 2007-2017) B/gcvs* (2009).
71. M. Schwarzschild, *Transactions Intern. Astron. Union* **8**, 811 (1954).
72. G. Shajn, *Zeitschrift für Astrophysik* **10**, 73 (1935).
73. G. A. Shajn, *Docl. Acad. Nauk USSR* **44** (7), 293 (1944a).
74. G. A. Shajn, *Docl. Acad. Nauk USSR* **42** (6), 254 (1944b).
75. C. D. Shane, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **32** (188), 234 (1920).
76. C. D. Shane, *Lick Obs. Bull.* No. 507, 119 (1941).
77. D. Shinkawa, *Astrophys. J. Suppl.* **25**, 253 (1973).
78. J. I. Smak and G. W. Preston, *Astrophys. J.* **142**, 943 (1965).
79. L. Spitzer, Jr., *Astrophys. J.* **90**, 494 (1939).
80. T. Tsuji, *Publ. Astron. Soc. Japan* **23**, 275 (1971).
81. G. Wallerstein, *Astrophys. J. Suppl.* **29**, 375 (1975).
82. G. Wallerstein, *J. Royal Astron. Soc. Canada* **71**, 298 (1977).
83. G. Wallerstein, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **97**, 1001 (1985).
84. L. A. Willson, *Astrophys. J.* **191**, 143 (1974).
85. L. A. Willson, G. Wallerstein, and C. A. Pilachowski, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **198**, 483 (1982).
86. Y. Yamashita, *Publ. Astron. Soc. Japan* **17**, 27 (1965).

## Mira Ceti Type Stars. Spectra of Atoms

V. E. Panchuk<sup>1</sup> and V. G. Klochkova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnij Arkhyz, 369167 Russia

We present the first part of the survey of the results of spectroscopic observations of Mira variables in the optical and near infrared ranges. The main phenomenological schemes and models are listed. The published results are supplemented by spectroscopic observations and calculations performed at the SAO RAS.

Keywords: stars: variables: Mira type—techniques: spectroscopic