

УДК 524.336:520.84

## ЗВЕЗДЫ ТИПА МИРЫ КИТА. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ

© 2023 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 16 января 2023 года; после доработки 3 марта 2023 года; принята к публикации 6 марта 2023 года

Работа представляет вторую часть обзора результатов спектроскопических исследований мирид в оптическом и близком ИК-диапазонах. Оценивается роль различных структур (атмосфера, оболочка) в формировании оптического спектра. На основе двух модельных приближений сделаны оценки мощности молекулярного слоя, создающего наблюдаемые эффекты искажения эмиссионных спектров. В предположении, что значительная часть оптического спектра формируется в околозвездных оболочках, обсуждаются известные фотометрические и спектроскопические эффекты.

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

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Долгопериодические переменные звезды типа Миры Кита исторически выделены и классифицируются по наблюдениям в оптическом диапазоне. Длительное накопление таких наблюдений позволяет признать, что, по крайней мере, изменения блеска и спектра мирид в оптическом диапазоне не столь регулярны. Наблюдения с высоким спектральным разрешением ( $R = 40\,000$ ) в ИК-диапазоне свидетельствуют (пока, возможно в силу своей немногочисленности) о периодических пульсациях. Из-за явной тенденции к тому, что холодные, теряющие массу звезды являются долгопериодическими переменными, несколько групп исследовали возможность того, что ударные волны, сопровождающие фундаментальные пульсации или пульсации первого обертона, ответственны за выброс массы. Наблюдения холодных звезд высокой светимости в разных диапазонах длин волн показывают, что как пульсации, так и радиационное давление на пылинки, важны. Теоретические соображения указывают на то, что ни того, ни другого механизма само по себе недостаточно для объяснения наблюдаемых высоких темпов потери массы. Необходим процесс, при котором пульсации поднимают материю значительно выше фотосферы до области, в которой газ достаточно остывает для образования пылевых частиц. Затем радиационное давление на пыль уносит материю в бесконечность. Данные наблюдений о том, что пульсации и формирование пыли играют существенную роль в потере массы, поступают из многих источников. Наиболее впечатляющей для нас является графическая демонстрация того, что

двойное деление звезд на пульсирующие и неппульсирующие объекты близко соответствует делению звезд на те, которые содержат большое и малое количество околозвездной пыли, соответственно (Juga, 1986). Такая дихотомия полезна только в первом приближении — впоследствии появилось множество свидетельств, что в вопросе конденсации пылинок необходимо учитывать химический состав (по крайней мере, отношение O/C), отклонения от сферической симметрии (по наблюдениям с высоким угловым разрешением), взаимодействие двух ветров, наблюдаемое на последующих стадиях эволюции. В данной работе мы рассматриваем наблюдательные эффекты, связанные с влиянием молекулярных спектров. Сложное моделирование атмосфер и оболочек мирид отсутствует, поэтому мы ограничились численными оценками, в рамках двух моделей молекулярных спектров. Наблюдения с высоким спектральным разрешением позволяют сделать вывод об отсутствии сферической симметрии в схемах формирования абсорбционных и эмиссионных спектров мирид в оптическом диапазоне.

### 2. МОДЕЛИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СПЕКТРОВ

Для интерпретации молекулярных спектров мирид необходимо владеть методикой расчета концентрации молекул (как наблюдаемых, так и не наблюдаемых в оптическом диапазоне, но являющихся регуляторами молекулярных концентраций). Кроме того, необходимо сделать количественные оценки монокроматических коэффициентов поглощения большого числа наблюдаемых молекулярных переходов. Признавая сложность строения атмосфер и оболочек мирид, для количественных

\*E-mail: [panchuk@ya.ru](mailto:panchuk@ya.ru)

оценок воспользуемся приближением ионизационного и диссоциативного равновесия, а также упрощенными моделями молекулярных спектров. Алгоритмы совместного решения системы уравнений ионизации и диссоциации (Panchuk, 1974) и расчета коэффициентов поглощения позволяют оценить количество вещества, необходимого для формирования спектра поглощения (Panchuk, 1975) TiO, ZrO и других двухатомных молекул. В результате вычислительных экспериментов выяснили, что для определения коэффициента непрерывного поглощения в области низких температур достаточно учитывать поглощение на атомах H, Si, Mg, на отрицательных ионах  $H^-$ ,  $He^-$ ,  $H_2^-$ ,  $C^-$ , рэлеевское рассеяние на H и  $H_2$  и рассеяние на свободных электронах. Система уравнений ионизации и диссоциации решалась для 31 элемента: H, He, O, C, N, Si, S, Fe, Mg, Al, Ca, Na, Cl, Cr, Ni, K, Rb, P, Mn, F, Ti, V, Zr, Y, La, B, Cu, Ba, Ce, Be, Li, с учетом образования ионов и 84-х важнейших молекул — регуляторов диссоциативного равновесия (последние были предварительно отобраны из более чем трехсот двухатомных и трехатомных молекул с надежными значениями констант диссоциации). На рис. 1 приведены примеры вкладов ионизации различных атомов в электронную плотность. Электронная плотность определяет концентрацию отрицательных ионов водорода и, следовательно, коэффициент непрерывного поглощения в видимой области спектра (см. рис. 8 в работе Panchuk et al. (2010)). В интервале значений обратной температуры  $2 < \Theta < 3$  ( $\Theta = 5040/T$ ) электронное давление и, следовательно, непрерывное поглощение снижаются на 2.5–3 порядка, что влияет на протяженность фотосферы.

На рис. 2 приведен пример расчета системы уравнений диссоциативного равновесия для указанного выше набора химических элементов (концентрации ядер соответствуют солнечному химическому составу). На рис. 3 приведен пример аналогичного расчета при химическом составе, предполагаемом для углеродной мириды (концентрация ядер углерода превышает концентрацию ядер кислорода,  $C/O > 1$ ).

Сравнение рис. 2 и рис. 3 показывает роль молекулы CO как регулятора вида спектров холодных звезд. Преобладание концентрации этой молекулы определяется как максимальной энергией диссоциации ( $D_o = 255.8$  ккал/моль, Krasnov et al. (1968)), так и относительно высокой пространственностью ядер углерода и кислорода в звездных атмосферах. При  $O/C > 1$  практически весь углерод связан в CO, и формирование других углеродосодержащих молекул ( $C_2$ , CN, CH). Свободные ядра кислорода идут на образование

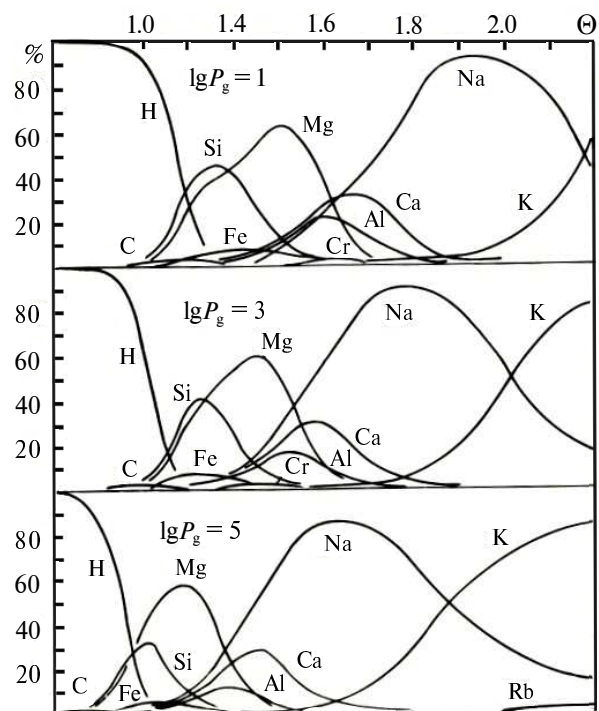


Рис. 1. Вклад (ордината в %) ионизации различных элементов в электронную плотность, рассчитанный для трех значений газового давления  $P_g$ . Обозначения:  $\Theta = 5040/T$  — обратная безразмерная температура.

окисей металлов, концентрация которых определяется преимущественно содержанием металлов (так как ионизация последних при низких температурах не существенна). При  $O/C < 1$  практически весь кислород расходуется на CO, а из свободных ядер углерода формируются как  $C_2$ , CN, так и углеводороды. При  $O/C \approx 1$  происходит резкая смена вида спектра: спектр окисей ослабляется, вплоть до исчезновения, и появляется спектр углеродной звезды. Малочисленность мирид S-типа (где полосы TiO ослаблены, а полосы ZrO усилены) определяется шириной интервала значений O/C вблизи пороговой величины  $O/C = 1$ . Как показывают наши расчеты концентраций, в этом интервале увеличение концентрации ZrO относительно TiO может происходить с понижением температуры и при неизменных значениях O/C и содержании Zr вследствие превышения потенциала диссоциации ZrO (7.8 эВ) над потенциалом диссоциации TiO (6.9 эВ). Поэтому основу двумерной классификации S-звезд Кинана (Keenan, 1954), где переменными являются температура и химический состав, следует принимать с оговоркой, что усиление полос окиси циркония может происходить и при неизменном химическом составе. Напомним, что вывод об усилении S-характеристик в спектрах мирид традиционно интерпретировался как признак уве-

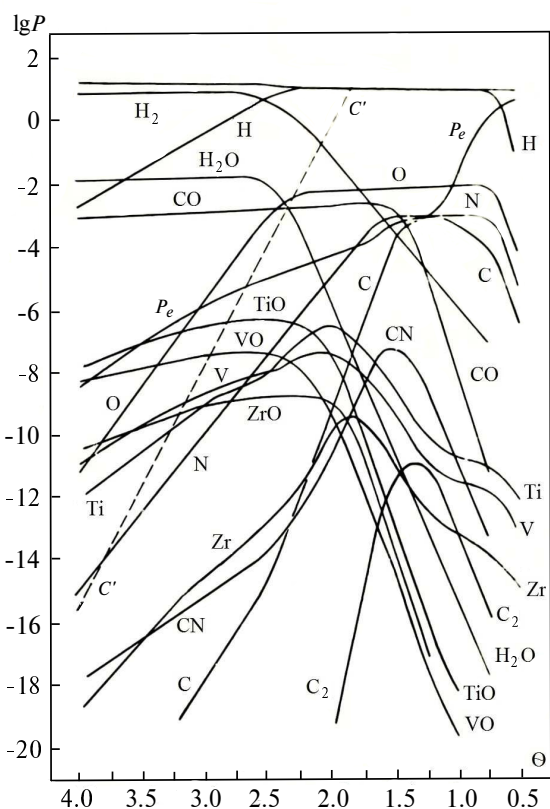


Рис. 2. Парциальные давления некоторых атомов и молекул, полученные в приближении ионизационного и диссоциативного равновесия, при постоянном газовом давлении, для солнечного химического состава. Обозначения:  $P_e$  — электронное давление,  $C'$  — давление насыщающих паров углерода.

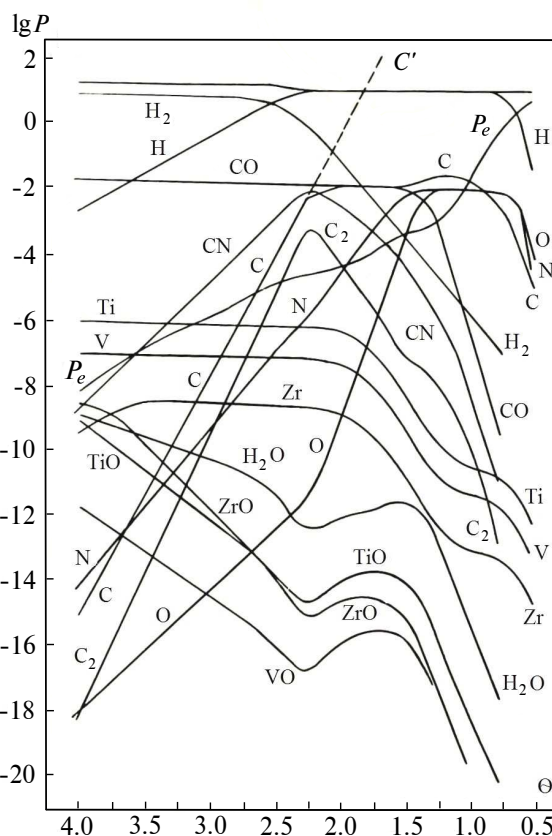


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для химического состава, где  $C/O > 1$ , а содержание металлов солнечное.

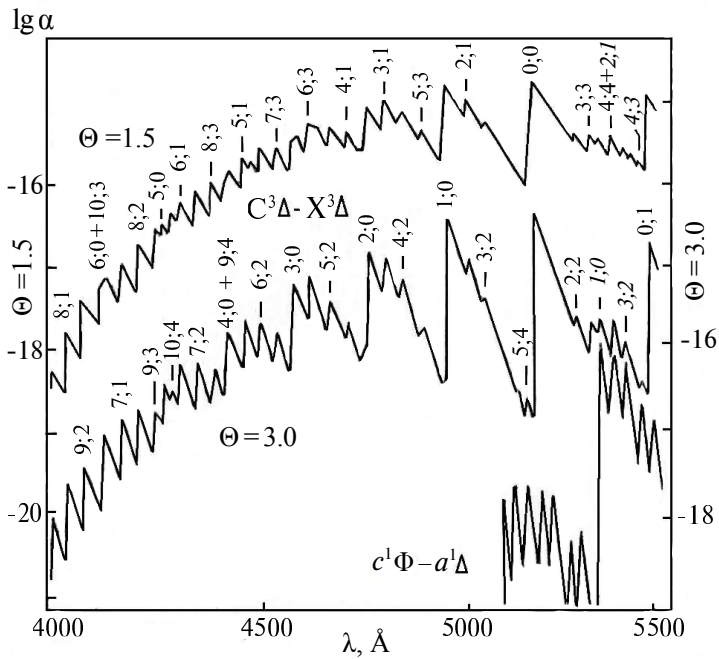
личного (на три порядка) содержания циркония (Fujita and Tsuji, 1966), чему теоретического объяснения до сих пор не найдено.

Информация о спектрах мирид накапливалась с различной величиной спектрального разрешения — от глазмерных оценок интенсивностей линий по фотографическим спектрам (Keenan, 1966; Keenan et al., 1974) до наблюдений на Фурье-спектрометрах (Hinkle, 1978). Соответственно, для интерпретации спектров достаточно применять различные модели молекулярных полос. Для оценок коэффициента поглощения в молекулярных полосах были разработаны простые модели, учитывающие различное перекрытие соседних вращательных линий в полосе. Модели просто перекрывающихся линий и частично перекрывающихся линий (Just Overlapping Approximation и Partial Overlapping Approximation, JOA и POA соответственно) впервые описаны в работе Penner et al. (1961). Кант колебательной полосы двухатомной молекулы формируется в точке поворота параболы Фортрата — кривой, построенной в координатах «волновое число  $\nu$  — номер враща-

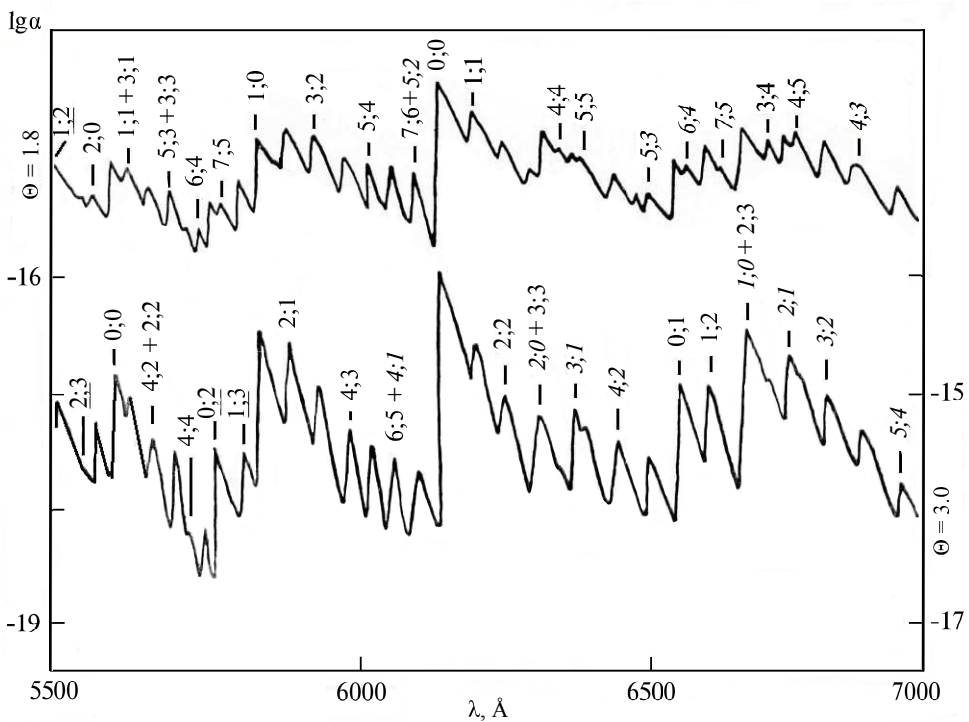
тельной линии  $m$ » (см., например, рис. 24 в работе Herzberg (1949)). В точке поворота параболы положения вращательных линий в шкале частот (длин волн) совпадают. Это означает, что даже при минимальном тепловом уширении вращательных линий (температуры ниже 3000 К) для интерпретации спектров холодных звезд можно применять приближение JOA. С удалением от канта колебательной полосы расстояние между вращательными линиями увеличивается и в модели полосы появляется свободный параметр — степень перекрытия линий.

На рисунках 4–9 приведены коэффициенты поглощения некоторых двухатомных молекул, рассчитанные нами в приближении гипотезы JOA, см. работу Panchuk (1975). В расчетах для молекулы окиси титана (в диапазоне 4000–14 500 Å) нами учитывалось поглощение в шести электронных системах: трех триплетных ( $\alpha - C^3\Delta - X^3\Delta$ ,  $\gamma' - B^3\Pi - X^3\Delta$ ,  $\gamma - A^3\Phi - X^3\Delta$ ) и трех синглетных ( $\beta - c^1\Phi - a^1\Delta$ ,  $\delta - b^1\Pi - a^1\Delta$ ,  $\varphi - b^1\Pi - d^1\Sigma^+$ ).

На рис. 5 приведены результаты расчетов  $\lg \alpha_\lambda$  (TiO) в диапазоне 5500–7000 Å. Для обоих значений температуры преобладает поглощение в электронной системе  $\gamma'$ . Вклад полос синглетной



**Рис. 4.** Значения коэффициентов поглощения  $\alpha_{\lambda}(\text{TiO})$ , рассчитанных на одну молекулу окиси титана в приближении ЮА. Диапазон длин волн 4000–5500 Å. Ордината слева — расчеты для обратной безразмерной температуры  $\Theta = 1.5$ . Ордината справа — коэффициент поглощения при  $\Theta = 3.0$ . Квантовые числа колебательных переходов  $\alpha$ -системы  $C^3\Delta-X^3\Delta$  отмечены у кантов полос. Курсивом отмечены квантовые числа колебательных переходов электронной  $\beta$ -системы  $c^1\Phi-a^1\Delta$  (расчет которой при  $\Theta = 3.0$  приведен справа внизу).



**Рис. 5.** То же, что и на рис. 4, но в диапазоне длин волн 5500–7000 Å. Обозначения колебательных полос: 1;2 —  $\alpha$ -система, 2;0 —  $\gamma'$ -система, 4;3 —  $\gamma$ -система, 0;0 —  $\beta$ -система.

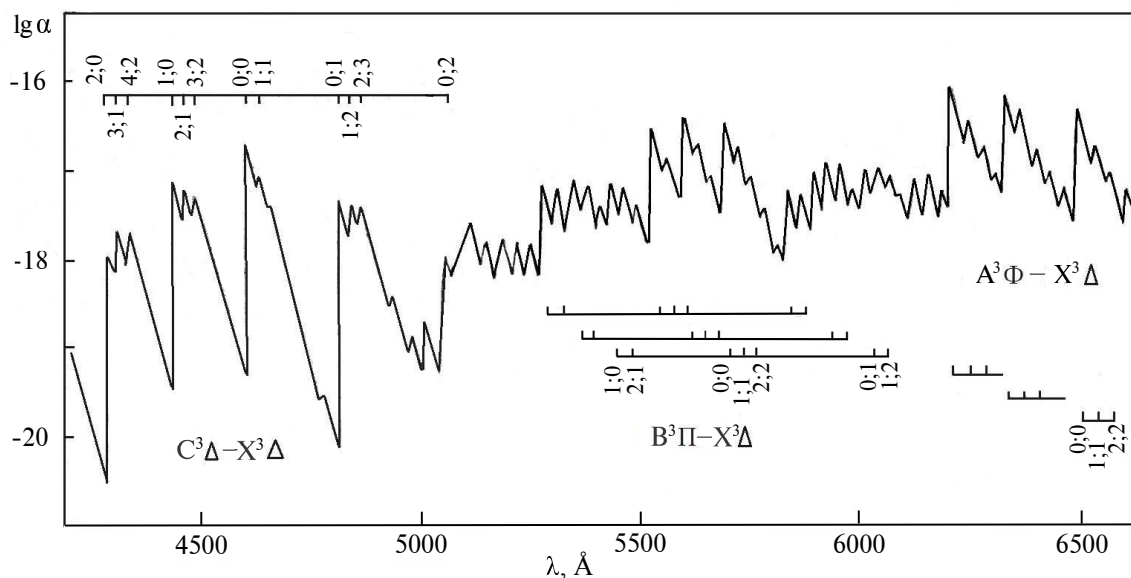


Рис. 6. Коэффициенты поглощения  $\lg \alpha_\lambda$  (ZrO), рассчитанные на одну молекулу окиси циркония, при обратной температуре  $\Theta = 2$ , в диапазоне 4250–6600 Å. Канты основных колебательных полос отмечены вертикальными штрихами и соответствующими квантовыми числами.

$\beta$ -системы заметен в области 5600 Å, вклад полос триплетной  $\gamma$ -системы начинается с  $\lambda > 6600$  Å.

Принято считать, что амплитуда изменения визуального блеска связана с поглощением в полосах TiO. Однако по статистике ОКПЗ одну из рекордных амплитуд ( $m_V = 3.3-14.2$ ) демонстрирует циркониевая мирида  $\chi$  Cyg, спектральный класс которой (S6,2e–S10,4e), а в спектрах Se-звезд, по определению, полосы TiO выражены слабее, чем у мирид класса Me. На рис. 6 приведены результаты расчетов для трех электронных систем окиси циркония (переходы  $C^3\Delta-X^3\Delta$ ,  $B^3\Pi-X^3\Delta$  и  $A^3\Phi-X^3\Delta$ ), при обратной температуре  $\Theta = 2$ . Значения монохроматических коэффициентов поглощения  $\lg \alpha_\lambda$  (ZrO) близки к таковым для окиси титана, так что преобладание полос ZrO будет обязано повышенному содержанию ядер циркония или, при неизменном соотношении Ti/Zr, измененному отношению легких ядер, O/C (объяснение последнего эффекта см. в работе Komarov and Panchuk (1974)).

На рис. 7 приведены коэффициенты поглощения для двухатомной молекулы углерода,  $\lg \alpha_\lambda(C_2)$ , в области действия трех электронных систем (переходы  $c^1\Pi_g-b^1\Pi_u$ ,  $A^3\Pi_g-X^3\Pi_u$ ,  $b^1\Pi_u-a^1\Sigma_g^+$ ), главной из которых в видимом диапазоне является система Свана ( $A^3\Pi_g-X^3\Pi_u$ ).

На рис. 8 приведены результаты расчетов  $\lg \alpha_\lambda$  (CN) для фиолетовой (переходы  $B^2\Sigma^+-X^2\Sigma^+$ ) и красной (переходы  $A^2\Pi-X^2\Sigma^+$ ) электронных систем молекулы циана.

На рис. 9 приведены результаты расчетов коэффициентов поглощения  $\lg \alpha_\lambda$  (CH) для трех электронных систем (переходы  $C^2\Sigma^+-X^2\Pi$ ,  $A^2\Delta-X^2\Pi$ ,  $B^2\Sigma-X^2\Pi$ ). Соотношение молекулярных констант таково, что диагональные колебательные переходы (0;0), (1;1) и (2;2) электронной системы  $A^2\Delta-X^2\Pi$  приходятся практически (при среднем разрешении) на один и тот же узкий участок спектра (4300–4312 Å), формируя известную G-полосу (хотя в некоторых работах сообщается, что последняя является блендой линий Fe, Ca и Ti).

Приближение JOA, справедливое, безусловно, для кантов полос, было дополнено приближением POA (partial overlapping approximation) (Penner et al., 1961), использовавшимся при расчетах первых моделей атмосфер M-звезд (Kirrger, 1973a; b). По мере удаления от канта полосы поправка, определяющая переход от модели JOA к модели POA, изменяется пропорционально изменению среднего расстояния между линиями.

Такие расчеты пригодны для широкого круга задач: отождествления спектрограмм среднего разрешения, поиска новых молекулярных источников непрозрачности, вычисления моделей атмосфер с использованием функций вероятности распределения непрозрачности, вычисления характеристик излучения холодных звезд в различных фотометрических системах. Применение расчетов в приближении JOA для оценок параметров мирид будет опубликовано нами в отдельной работе.

Причиной радикального отказа от этих моделей являются достаточно трудоемкие расчеты «от

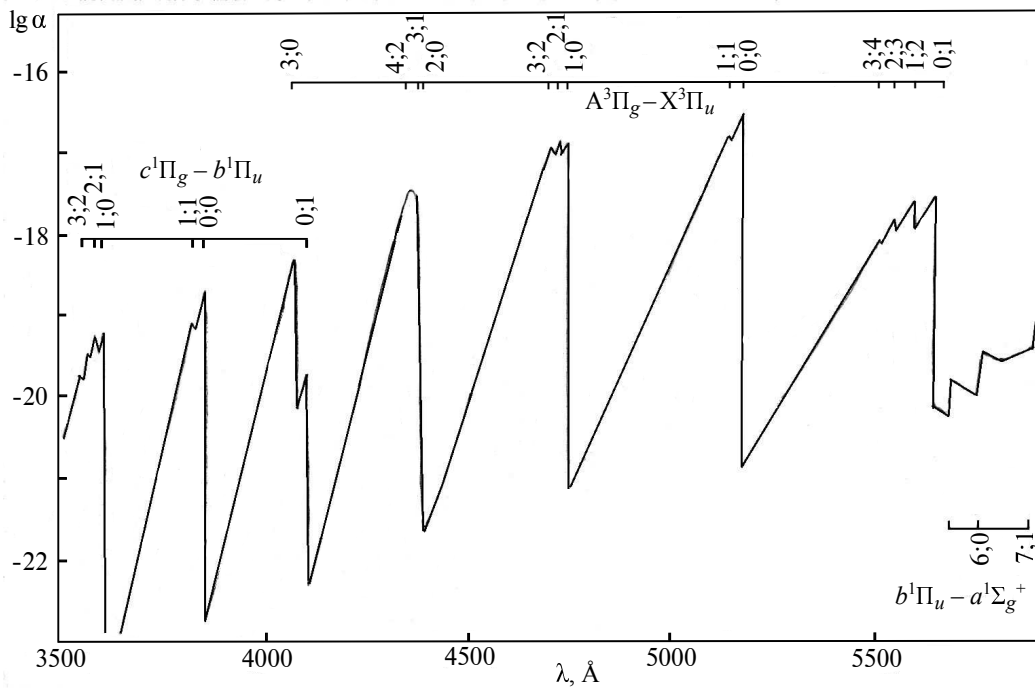


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для молекулы углерода, в диапазоне 3500–6000 Å.

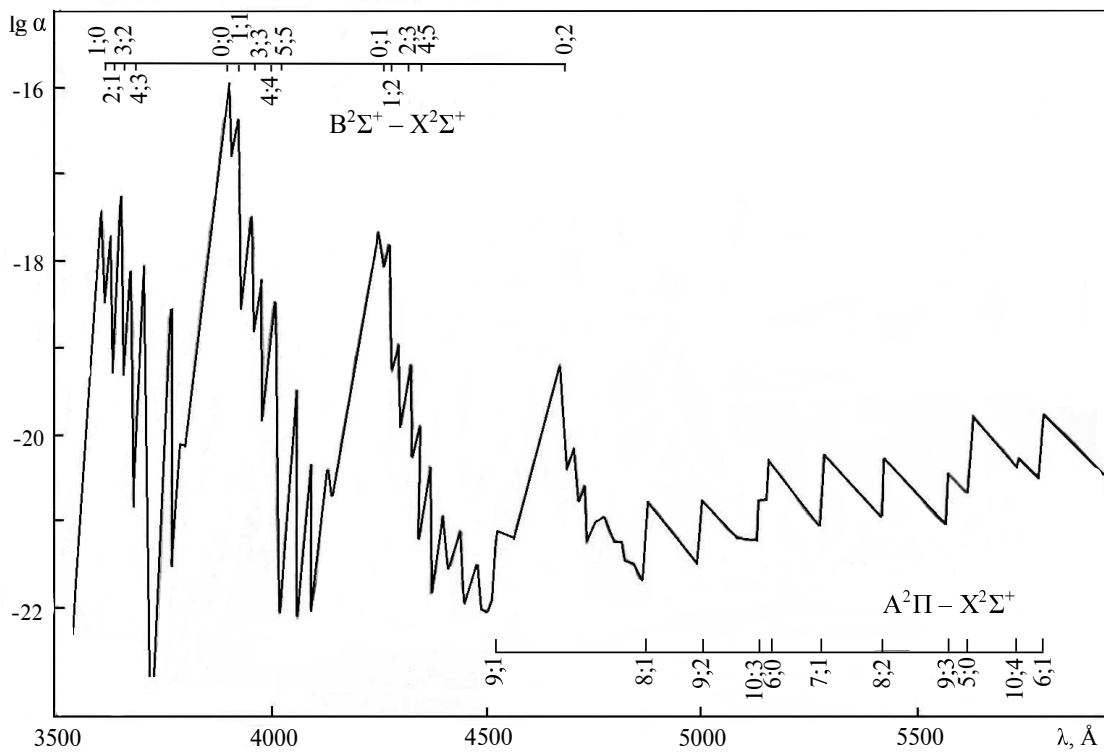


Рис. 8. То же, что и на рис. 6, но для молекулы циана, в диапазоне 3500–6000 Å.

линии к линии», когда для определения коэффициента поглощения вычисляются положения, интенсивности и профили всех вращательных линий по всем системам электронных и колебательных

переходов. Мы выполнили и такие расчеты, как с целью сравнения с более грубыми моделями (JOA) и результатами наблюдений со средним разрешением, так и с целью учета тонкой структуры мо-

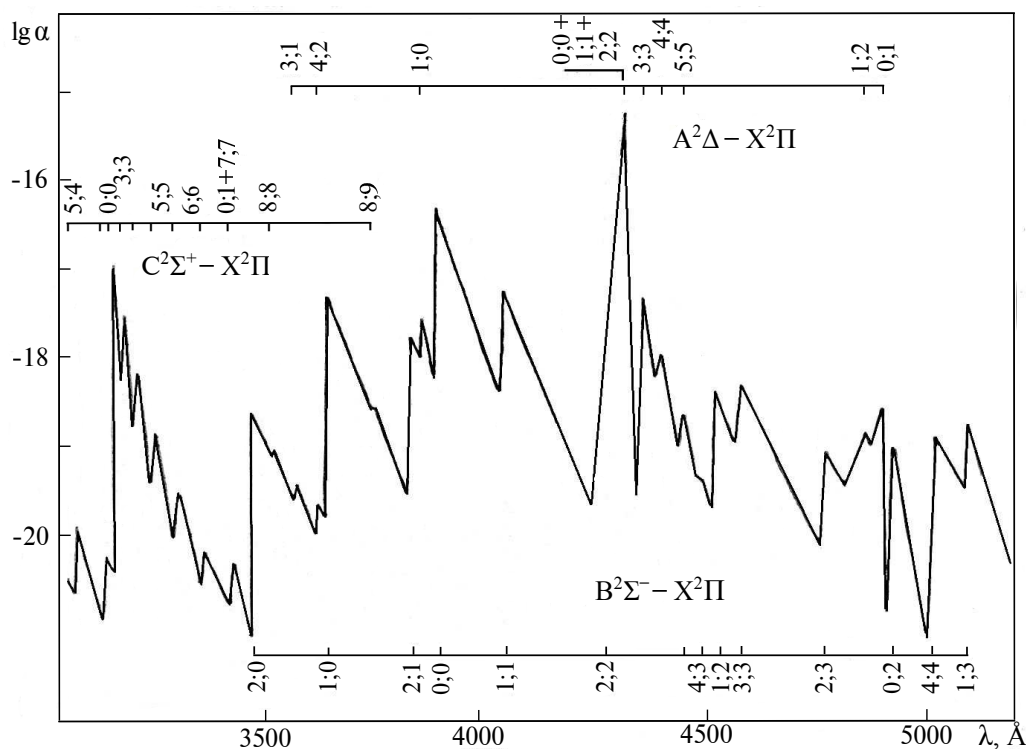


Рис. 9. То же, что и на рис. 6, но для молекулы CH, в диапазоне 3000–5300 Å.

лекулярного поглощения в области эмиссионных линий водорода и металлов. Детали обнаружения и идентификации переходов в спектрах окиси титана изложены давно в работе Panchuk (1978), там же даны алгоритмы вычисления интенсивностей и положений линий. Здесь мы кратко остановимся на основных особенностях вычисления монохроматических коэффициентов непрозрачности.

### 2.1. Силы осцилляторов и статистические суммы

Теоретические попытки определения сил осцилляторов приводили к результатам, зависящим от метода вычисления приближенных волновых функций. Экспериментальное определение сил осцилляторов является надежным либо при выполнении условия JOA, либо при использовании лабораторной аппаратуры высокого спектрального разрешения, в последнем случае возникают неопределенности учета механизмов уширения линий. Для обработки данных эксперимента необходимо правильно вычислить статистические суммы. Последнее зависит от того, сколько систем переходов правильно отождествлено. В предположении о независимости электронного, колебательного и вращательного движений статистическую сумму можно представить произведением соответствующих членов. Для окиси титана мы учитывали шесть электронных систем, из них три ( $\alpha$ ,  $\gamma'$  и  $\gamma$ ) имеют триплетное расщепление, то есть необходимо

учитывать сумму по состояниям различной мультиплетности. Для всех систем имеются экспериментальные определения сил осцилляторов. Основная трудность при вычислении статистических сумм — вопрос, на каких квантовых числах следует обрезать сумму по электронным состояниям. Мы проводили суммирование по десяти известным электронным уровням, причем выяснилось, что при температурах ниже 4000 К учет двух-трех верхних уровней уже не вносит существенный вклад в электронную компоненту статистической суммы. Колебательные компоненты сил осцилляторов (факторы Франка—Кондона) взяты либо экспериментальные, либо использовались значения, полученные интерполяцией электронной силы осциллятора на частоты полос, для которых отсутствуют экспериментальные данные. Форма каждой вращательной линии фойгтовская, вычисления проводились для набора значений микротурбулентной скорости. Экспериментальные данные об уширении линий TiO в поле нейтрального и молекулярного водорода мы не нашли, но вычисления показали, что фон, создаваемый ядрами слабых линий, оказывается более существенным, чем крылья сильных линий, так что проблемы в неопределенности постоянной затухания мы не усматриваем.

### 2.2. Положения вращательных линий

Положения электронных уровней, колебательные и вращательные постоянные для большин-

ства электронных систем TiO известны с высокой точностью. Для триплетных систем постоянные расщепления  $Y$  получены лишь для полос с малыми колебательными квантовыми числами ( $v < 7$ ). У некоторых состояний были найдены возмущения вращательных уровней (Phillips and Davis, 1972), наблюдается смена знака  $\Lambda$ -удвоения (Phillips, 1969), последнее свидетельствует о смене типа спин-орбитального взаимодействия. Поэтому нельзя говорить об одинаковой точности вычисления положений отдельных вращательных линий внутри одной и той же полосы, в разных полосах одной электронной системы и в различных системах электронных переходов. Точность положений линий в полосах с  $v > 7$  ниже относительно линий сильных полос. Число «неточных» линий, поставляемых в синтетический спектр такими полосами, увеличивается с повышением температуры, но этот эффект перекрывается за счет понижения числа поглощающих молекул. В результате численных экспериментов мы ограничились расчетом положений линий до вращательного квантового числа  $J = 300$  внутри каждой из 121 колебательной полосы ( $v = 0-10$ ) шести электронных систем. Вычислены положения вращательных линий в фундаментальной вращательно-колебательной полосе и в первых девяти обертонах. С учетом  $\Lambda$ -удвоения получим, что общее число линий, используемых при вычислении непрозрачности в диапазоне длин волн 4000–14 500 Å составило около 1.5 млн. Пример результатов расчетов приведен на рис. 10. В области эмиссионных линий бальмеровской серии подобные расчеты использовались для исследования феномена быстрых флуктуаций интенсивностей эмиссий, обнаруженного в работах Vychkov et al. (1978); Odell et al. (1970). Использовалось приближение относительного сдвига сферически симметричных излучающего и поглощающего слоев (Vychkov and Panchuk, 1977).

На рис. 11 приведено сравнение теоретического и наблюдаемого спектров в широком спектральном интервале, состоящем из 300 фрагментов, подобных приведенному на рис. 10. Теоретические расчеты «от линии к линии» свернуты до величины среднего спектрального разрешения, использованного при наблюдениях. Видно, что в области  $\lambda > 4500$  Å, где доминируют полосы  $\alpha$ -системы TiO, согласие спектров удовлетворительное. Таким образом, можно оценить (снизу) массу вещества, необходимого для формирования наблюдаемого молекулярного спектра.

Обратимся теперь к некоторым наблюдательным проявлениям различных молекулярных абсорбций.

В спектре углеродной мириды R Lep (C7<sub>6</sub>e), в интервале длин волн 6191–6206 Å, где отсутству-

ют сильные вращательные линии C<sub>2</sub>, было обнаружено раздвоение вращательных линий полосы (4;0) красной системы молекулы CN (Phillips and Freedman, 1969).

По фотографическим спектрам 15 избранных звезд типа Me (11 мирид и 4 звезды типа SR), полученных с разрешением  $R = 3000$  на 0.6 м телескопе, были измерены колебательные температуры  $T_{\text{vib}}$  по избранным парам полос электронной  $\alpha$ -системы окиси титана (Morozova and Panchuk, 1978). Ожидалось получить зависимость  $T_{\text{vib}}$  от спектрального подкласса, но оказалось, что для мирид в интервале подклассов M3–M7 колебательная температура постоянна и равна  $1500 \pm 80$  К (хотя эффективная температура, оцениваемая по данным спектральной классификации, в этом интервале уменьшается на 670 К). Этот неожиданный результат поддерживает гипотезу о формировании молекулярного спектра мирид (4000–5500 Å) преимущественно в холодной околозвездной оболочке, температура которой неоднозначно привязана к температуре атмосферы.

В области 6000–8750 Å, где наблюдаются полосы TiO, VO, ZrO, Na и инфракрасный триплет Ca II, с разрешением 1.1 Å/пикс проведена спектроскопия девяти мирид (Castelaz and Luttermoser, 1997). Подклассы позднее M5 лучше отражают температурную последовательность, если они определяются по отношениям интенсивностей молекулярных полос, а не по абсолютным интенсивностям полос. Для одного и того же подкласса (M5 и более позднего) наблюдается разброс интенсивностей полос YO, ScO, и AlO, что вначале интерпретировалось как реальные различия химического состава. По направлению к классу S, выделяемому по полосам ZrO, усиливаются также полосы YO и ScO, а полосы AlO ослабевают. По мере развития спектроскопии двухатомных молекул выяснилось, что изменения интенсивности эмиссии в Na у мирид различных спектральных классов (Me, Se и Ne) объясняются преобладанием разных поглощающих агентов (молекулы TiO в спектрах Me и Se, молекулы CN в спектрах Ne). В спектрах углеродных мирид высокие члены бальмеровской серии полностью подавлены поглощением в полосах системы Свана молекулы C<sub>2</sub>, фиолетовой системы CN и в полосах CH (см. рис. 7–9), поэтому для углеродных звезд нижнюю оценку мощности поглощающего слоя (по искажению бальмеровского декремента) провести невозможно.

У легких углеродосодержащих молекул изотопический сдвиг заметен уже при обратной линейной дисперсии примерно 20 Å/мм. Детали, обнаруженные в спектрах комет в начале XX века и в спектрах углеродных звезд класса N (Sanford, 1926; 1929), сразу после открытия в 1929 г. изотопа C<sup>13</sup>, были



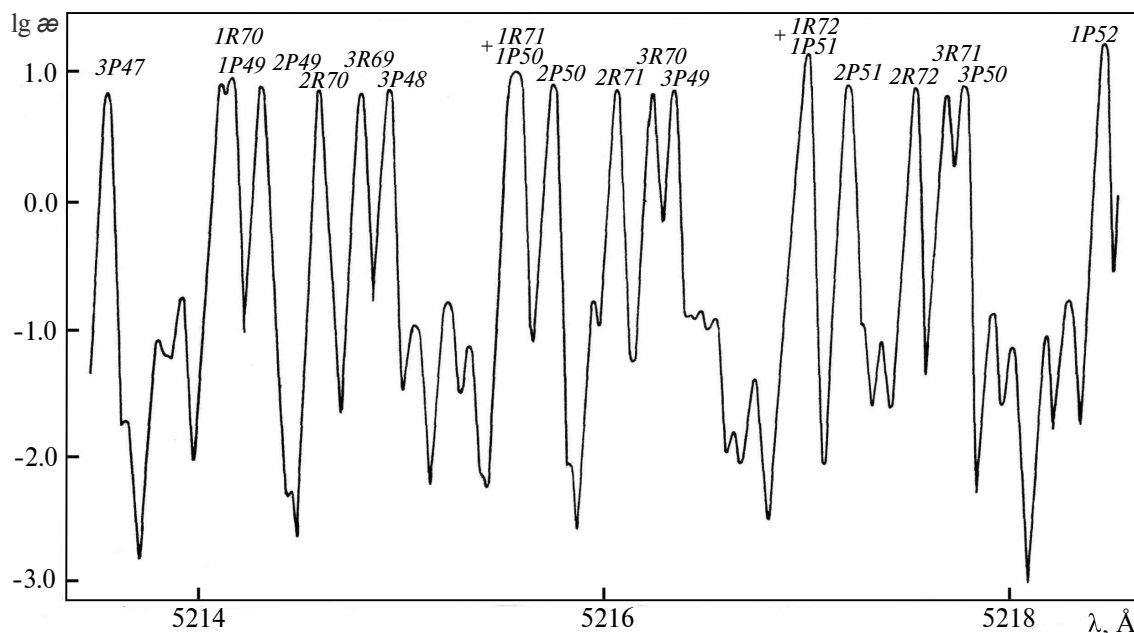


Рис. 10. Коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 г звездного вещества солнечного химического состава при температуре 2520 К в интервале шириной 5 Å, в районе около 5216 Å. Абсцисса представлена в шкале длин волн. Преобладают вращательные линии Р и R ветвей полосы (0; 0) $\alpha$ -системы молекулы TiO.

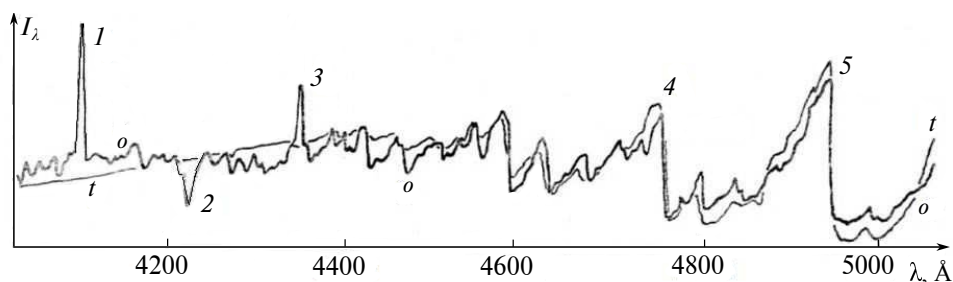


Рис. 11. Сравнение наблюдаемого (R Нуа, спектр с эмиссионными линиями) и теоретического (тонкая линия) распределений энергии. Излучение фотосферы планковское, с температурой 2520 К, количество вещества над 1 см<sup>2</sup> фотосферы составляет 1.5 г, солнечный химический состав. Обозначения: 1 — Nd, 2 — Ca I, 3 — H $\gamma$ , 4 —  $\alpha(2; 0)$ , 5 —  $\alpha(1; 0)$ .

отождествлены с полосами молекул C<sub>2</sub> и CN, содержащих ядра C<sup>13</sup>. Это обстоятельство, особенно после открытия цикла Бете (Bethe, 1939), вызвало серию работ по измерению отношения содержаний ядер C<sup>12</sup>/C<sup>13</sup> в атмосферах углеродных звезд (как по полосам C<sub>2</sub>, так и по полосам CN). Однако после первого оптимизма относительно обнаружения признаков выноса свежесинтезированного вещества в атмосферу (повышенное содержание ядер C<sup>13</sup> у ряда N-звезд свидетельствовало о том, что цикл Бете не реализуется) сложились две группы значений отношения изотопов, в зависимости от того, какую шкалу эффективных температур и какую (позже) сетку моделей атмосфер углеродных звезд принимали те или иные исследователи. В проблеме изотопов углерода большое влияние имеют эффекты насыщения линий (понятно, что

при отношении C<sup>12</sup>/C<sup>13</sup> ~ 100 линии разных изотопов попадают на противоположные участки кривой роста). Те немногие звезды, которые демонстрируют C<sup>12</sup>/C<sup>13</sup> порядка несколько единиц, более удобны для оценок, так как линии обоих изотопов попадают на один и тот же участок кривой роста. Таким образом, значительный избыток ядер C<sup>13</sup> определяется более уверенно, чем относительное содержание C<sup>13</sup>, типичное для космической (и земной) распространенности. Кроме того, величина C<sup>12</sup>/C<sup>13</sup> зависит от того, какие молекулярные полосы наблюдались. Для углеродных мирид проблема может осложняться наличием двух и более систем вращательных линий, формирующихся в атмосфере и в оболочке.

### 3. ИСКАЖЕНИЕ БАЛЬМЕРОВСКОГО ДЕКРЕМЕНТА МОЛЕКУЛЯРНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

Шайн (Shajn, 1935) показал, что интенсивности эмиссий бальмеровской серии, исправленные за поглощение в молекулярных полосах и атомных линиях, имеют декремент, подобный наблюдаемому у ранних (горячих) звезд. Попытаемся получить информацию о количестве вещества, необходимого для наблюдаемого искажения бальмеровского декремента. С этой целью используем расчеты коэффициентов поглощения для молекулы окиси титана. Необходимые наблюдательные характеристики: спектральный подкласс, отношение интенсивностей эмиссий  $H\beta/H\delta$ , интенсивность полос окиси ванадия, интенсивность линии  $\text{Ca I } \lambda 4226$  — заимствуем из каталогов спектров мирид (Keenan, 1966; Keenan et al., 1974), ограничившись подклассами Me. В таблице 1 указан спектральный подкласс и колебательные полосы TiO, появление которых служит критерием спектрального подкласса. В третьей и четвертой колонках таблицы 1 приведены интегральные коэффициенты поглощения  $\lg \alpha_\lambda$  в головах данных полос, вычисленные на одну молекулу в приближении гипотезы слабо перекрывающихся линий, для двух значений безразмерной температуры  $\Theta = 5040/T$ . Примеры результатов таких расчетов даны на рис. 4 и рис. 5.

Заметим, что в кантах колебательных полос коэффициенты  $\lg \alpha_\lambda$  для двух температур ( $T = 2520$  К и  $T = 1680$  К) различаются, для задачи оценок незначительно, но различие нарастает при удалении от канта полосы. Поэтому в последней колонке таблицы 1 приводим значения числа молекул TiO, усредненные для двух значений  $\Theta$ . Величины  $\lg N_{\text{TiO}}$  вычислены в приближении тонкого слоя, при условии, что остаточная интенсивность в канте соответствующей полосы  $\alpha$ -системы TiO составляет 0.95. Последнюю величину приняли в качестве предела обнаружения полосы по фотографическим спектрам, использованным в каталогах Keenan (1966) и Keenan et al. (1974).

Эмиссионный бальмеровский декремент претерпевает существенные флуктуации, связанные как с изменением мощности излучающих слоев, так и с переменностью характеристик расположенного выше холодного вещества. Для оценок используем средние значения интенсивностей эмиссионных линий  $H\beta$  и  $H\delta$ . Переход от шкалы глазомерных оценок блеска, используемой в каталоге, к шкале интенсивностей выполнен с использованием результатов работы Meinel et al. (1969). В таблице 2 в первой колонке указан средний спектральный подкласс, во второй — среднее значение отношения интенсивностей эмиссий, в третьей — число

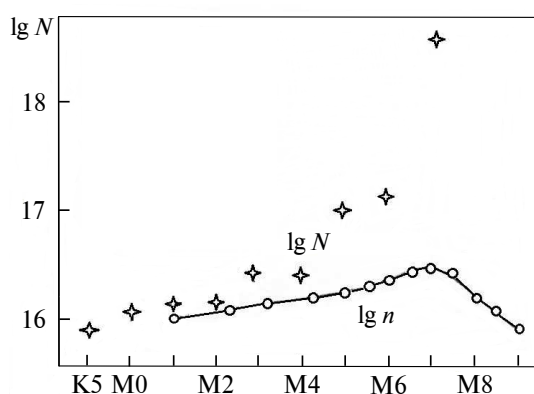
**Таблица 1.** Число молекул TiO в столбе основанием  $1 \text{ см}^2$  —  $\lg N_{\text{TiO}}$ , достаточное для появления молекулярной полосы, по которой определяется спектральный подкласс

Спектр	Полоса	$\Theta = 2$	$\Theta = 3$	$\lg N_{\text{TiO}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
K5	$\alpha(1;0)$	-15.32	-15.05	15.92
M0	$\alpha(0;1)(0;0)$	-15.64	-15.50	16.12
M1	$\alpha(2;0)$	-15.55	-15.33	16.15
M2	$\alpha(3;1)$	-15.56	-15.45	16.16
M3	$\alpha(3;0)$	-15.96	-15.81	16.56
M4	$\alpha(4;1)$	-15.84	-15.75	16.37
M5	$\alpha(7;2)$	-16.79	-16.78	17.13
M6	$\alpha(8;3)$	-16.80	-16.89	17.24
M7	$\alpha(9;2)$	-18.13	-18.02	18.6

**Таблица 2.** Число молекул TiO в столбе основанием  $1 \text{ см}^2$ , необходимое для искажения эмиссии  $I(H\beta)$  до наблюдаемого отношения  $I(H\beta)/I(H\delta)$ . Во втором столбце указаны средние значения отношения интенсивностей,  $n$  — число спектров, по которым проведено усреднение

Спектр	$I(H\beta)/I(H\delta)$	$n$	$\lg n_{\text{TiO}}$
(1)	(2)	(3)	(4)
M0.9	1.27	7	16.03
M2.3	1.06	9	16.10
M3.2	0.86	28	16.16
M4.2	0.79	53	16.19
M5	0.59	52	16.26
M5.5	0.47	23	16.31
M6	0.32	54	16.39
M6.5	0.19	30	16.47
M7	0.23	35	16.44
M7.5	0.20	12	16.46
M8	0.86	11	16.16
M8.5	0.98	6	16.12
M9	1.71	7	15.88

использованных спектрограмм, (для которых интенсивность  $H\beta$  измерена), в четвертой — число молекул  $n_{\text{TiO}}$ , необходимое для наблюдаемого подавления эмиссии в  $H\beta$ . Из расчетов следует, что коэффициент молекулярного поглощения в районе  $H\beta$  на два порядка превосходит коэффициент поглощения в районе  $H\delta$ . Из наблюдений следует, что



**Рис. 12.** Соотношение числа молекул TiO, необходимых для формирования классификационных абсорбций ( $N$ ), и наблюдаемого подавления эмиссии в линии  $H\beta$  ( $n$ ), в функции спектрального подкласса.

интенсивность эмиссии в  $H\delta$  в среднем изменяется синхронно с изменением блеска, то есть, эта линия наименее искажается абсорбциями. Поэтому, если мы наблюдаем эмиссию в  $H\beta$  и получаем аномальное (по отношению к неискаженному балмеровскому декременту) отношение  $I(H\beta)/I(H\delta)$ , то величину  $I(H\delta)$  можно считать неискаженной абсорбциями TiO. Значение неискаженного балмеровского декремента взято из работы Kaplan and Pikel'ner (1963).

Данные последних столбцов таблиц 1 и 2 приведены на рис. 12. Видно, что с понижением температуры оболочки число молекул  $N_{TiO}$ , необходимое для появления кантов полос  $\alpha$ -системы TiO, растет, а число молекул  $n_{TiO}$ , необходимое для подавления эмиссии в  $H\beta$ , остается (на уровне оценок) практически постоянным.

Следует иметь в виду, что полученные оценки числа поглощающих молекул характеризуют феномен в среднем. Например, в работе Fox et al. (1984) отмечено, что степень подавления эмиссии в двух соседних циклах Миры Кита изменяется и связана с величиной максимума (абсорбция увеличена при алгебраическом увеличении звездной величины).

#### 4. СПЕКТРОСКОПИЯ МОЛЕКУЛ В БЛИЖНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ

Первые результаты Фурье-спектроскопии мирид опубликовал Maillard (1974). В ИК-спектре классической, представляющей «чистый» M-класс, мириды R Leo были обнаружены две системы молекулярных линий. В работе Hinkle (1978) исследованы ИК-спектры (1.5–2.5 мкм) R Leo с величиной спектрального разрешения  $R \sim 40\,000$ . Обнаружены две системы линий вращательных спектров, принадлежащие как CO, так и OH.

Большинство линий формируется вблизи фотосферы, при температуре 3500 К, амплитуда изменения лучевой скорости в течение цикла составляет  $27 \text{ км с}^{-1}$ . Линии низкого возбуждения формируются в области с температурой 1000 К, амплитуда в течение цикла составляет  $16 \text{ км с}^{-1}$ . Температуры определялись по вращательному спектру в приближении тонкого слоя. Была сделана оценка массы холодного слоя,  $10^{-3} M_{\odot}$ . В работе Hinkle et al. (1982) исследована Se-мирида  $\chi$  Cyg в диапазоне 1.6–2.5 мкм и 4.6 мкм, измерены колебательно-вращательные полосы с  $\Delta v = 1, 2, 3$  молекулы CO. Измерены лучевые скорости, определены температуры возбуждения и колонковые плотности. Сопоставление с фотометрией показало, что переменность связана с прохождением через атмосферу волны, на фазах предмаксимума и максимума. Между падающим и восходящим газом формируется фронт ударной волны, газ нагревается от 2000 К до порядка 4000 К, молекулы диссоциируют. Через два месяца после максимума фронт ударной волны проходит через атмосферу, и от фазы 0.1 до фазы 0.8 материал ускоряется ( $0.09 \text{ см с}^{-2}$ ) и монотонно охлаждается. Структура околозвездной оболочки следующая: преобладает стационарный слой (800 К), на расстоянии от фотосферы в 10 радиусов звезды. Это резервуар как для материала, ускоряющегося радиационным давлением на конденсирующиеся пылинки, так и для материала, возвращающегося к фотосфере. Резонансные линии, наблюдаемые в оптическом диапазоне, формируются в первом режиме, остальные линии — во втором режиме. Слой оболочки с температурой 800 К не вызывает изменений лучевой скорости по линиям низкого возбуждения (система 2–0, линии, начиная с вращательного квантового числа R20). Разность скоростей (примерно  $6 \text{ км с}^{-1}$ ) по линиям высокого (R80) и низкого возбуждения является общей характеристикой мирид, первым это обнаружил Майяр (Maillard, 1974) для R Leo, а в работах Hinkle и др., это показано уже для дюжины мирид. Если принять скорость движения центра звезды по Reid and Dickinson (1976), то получается, что слой, формирующий линии низкого возбуждения полосы 2–0, падает на звезду. В отдельные циклы видно несколько систем красномещенных линий. Всего в спектре  $\chi$  Cyg наблюдается четыре системы линий CO:

1. Линии второго обертона и высоковозбужденные линии первого обертона. Эти линии показывают изменения температуры возбуждения от 4000 К до 2200 К и изменения лучевых скоростей с амплитудой около  $30 \text{ км с}^{-1}$ . Линии формируются в области пульсирующей

фотосферы, через которую вблизи максимума блеска проходит фронт ударной волны.

2. Линии первого обертона со скоростями падения. Эта группа линий продолжает существовать, по крайней мере, в минимуме и может присутствовать в течение всего цикла.
3. Низковозбужденные линии первого обертона с температурой 800 К, со стационарной скоростью, близкой к скорости центра масс. Эквивалентные ширины меняются на временах, значительно превосходящих период пульсаций. Область формирования — внутренние зоны околосредней оболочки.
4. Фундаментальные линии низкого возбуждения. Показывают расширение вещества со скоростью  $7.8 \text{ км с}^{-1}$  и температурой 3000 К, формируются в расширяющейся околосредней оболочке.

Слой 800 К может присутствовать и у других холодных М-звезд, но пока обнаружен только у мирид, благодаря пульсации фотосферы и переменной величине смещения разных систем (линии периодически «выглядывают» из-за сильных абсорбций другой природы). В работе Hinkle et al. (1984) для выборки мирид и полуправильных переменных исследовано поведение линий  $\text{CO } \Delta v = 3$ , формирующихся в глубоких фотосферных слоях, имеющих температуру 3500 К. Эти линии попадают на окно прозрачности между областью поглощения на отрицательных ионах водорода и свободно-свободными переходами на ионах  $\text{H}^-$  и  $\text{H}_2^-$  (см. рис. 8 в работе Panchuk et al. (2010)). Кривые лучевой скорости и температуры интерпретируются как радиальные пульсации, вызывающие волну сжатия.

Следует отметить, что ИК-спектроскопия мирид позволяла не только «заглянуть» в околосферные слои, но и равномерно распределить спектры по фазам кривой блеска, причем в пределах одного и того же цикла. Дело в том, что ИК-спектроскопию можно было проводить в сумерки и (при подходящих атмосферных условиях) в дневное время. Поэтому К. Н. Hinkle с соавторами удалось избежать неопределенностей в объединении измерений, выполненных для одной и той же фазы, но в различных циклах.

## 5. ЭМИССИЯ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ СПЕКТРАХ

Абсорбционные линии АИН наблюдаются в спектрах М- и S-звезд, и даже при более высоких температурах, например, в спектрах солнечных пятен (Sotirovski, 1972). Эмиссия в линиях АИН вблизи минимума блеска  $\chi \text{ Cyg}$  была зарегистрирована еще в 1930-х годах (Merrill, 1936), причем сначала

треть спектральных деталей была отождествлена с запрещенными линиями  $[\text{Fe II}]$ . Верное отождествление эмиссионного спектра АИН состоялось в середине 1950-х годов (Herbig, 1956). Интересно, что вращательные линии с малыми значениями квантового числа  $j$  не наблюдаются, эмиссия наблюдается у линий с  $j = 5-20$ , в зависимости от колебательного перехода и типа ветви (P, Q или R). Поэтому правильное отождествление эмиссий настолько запоздало. Выделенное положение АИН среди других двухатомных молекул объясняется необычным видом потенциальной кривой (см. рис. 1 в работе Hulthén and Rydberg (1933)). После минимума, соответствующего нормальному состоянию в невозбужденной молекуле, с увеличением расстояния между атомами потенциальная кривая выходит на максимум, расположенный выше асимптоты, соответствующей потенциалу на больших расстояниях. Поэтому сближающиеся атомы, формирующие молекулу, перед достижением равновесной конфигурации должны преодолеть небольшой потенциальный барьер. Эмиссионные линии вращательного спектра формируются с уровней, расположенных в области максимума потенциала. Таким образом, при спектроскопии мирид вблизи минимума блеска открывается возможность, изучая процессы хемилюминесценции, получать информацию о скорости формирования молекул АИН, тогда как на других фазах по абсорбционным спектрам АИН можно оценить полное число молекул.

Эмиссионные полосы АЮ также были отождествлены давно (Baxandall, 1928; Iwanowska et al., 1960). В работе Keenan et al. (1969) отмечено, что соответствующие переходы представлены, как правило, сильными абсорбциями во время циклов «сильных линий», и полосы АЮ ослабевают, вплоть до обращения в эмиссионные, во время циклов «слабых линий». Это обстоятельство отмечено и в работе Garrison (1997). Наблюдения 31 мириды, выполненные со средним спектральным разрешением вблизи максимумов блеска, выявили следы эмиссионной полосы АЮ только у ST Gem (Kipper and Kipper, 1969). Эпизодический мониторинг *o Ceti*, проводимый на новом техническом уровне (высокое спектральное разрешение и твердотельный приемник), позволил обнаружить феномен, принципиально меняющий представления о структуре атмосфер и оболочек мирид. В работе Kamiński et al. (2016) приведены фрагменты оптических спектров (рис. 8), где полосы (0;0) и (1;1) системы  $2\Sigma + \text{B}-2\Sigma + \text{X}$  молекулы АЮ наблюдаются как в абсорбции, так и в эмиссии, смещенные относительно центра звезды всего на  $3 \text{ км с}^{-1}$ .

## 6. О ПРИРОДЕ ЭМИССИЙ В ЛИНИЯХ АТОМОВ, ИОНОВ И МОЛЕКУЛ

В работе Thackeray (1935) отмечено, что наблюдаемая у спектральных подклассов позднее M5 эмиссия  $\lambda 4511$ , ранее отождествленная Джоем и Мерриллом (см. ссылки в работе Thackeray (1935)) с резонансной линией индия In I  $\lambda 4511.31$ , изменяется синхронно с изменением эмиссии в H $\delta$ . С положением H $\delta$  ( $\lambda 4101.75$ ) практически совпадает положение резонансной линии In I  $\lambda 4101.72$ . Это свидетельствует в пользу флуоресцентного механизма возбуждения эмиссии в линии  $\lambda 4511$ . Подчеркнем, что в спектрах M-карликов, где эмиссионный декремент бальмеровской серии не искажен и линия H $\delta$  относительно слаба, — эмиссия в линии  $\lambda 4511$  никогда не наблюдается. В атмосферах M-карликов эффекты ионизации индия (потенциал ионизации 5.76 эВ) выражены слабее, и, как показали наши расчеты, доля нейтрального индия намного больше, чем в атмосферах мирид.

В работе Adams (1941) отмечено, что многие эмиссии линий металлов в спектре *o Ceti*, полученном вблизи максимума блеска, располагаются на коротковолновых крыльях соответствующих абсорбций. Однако наличие таких эмиссий не искажает значений лучевых скоростей, измеренных по абсорбциям, эти значения совпадают с результатами измерений по линиям, свободным от эмиссионных компонент. С другой стороны, лучевые скорости, измеренные по эмиссиям линий металлов, совпадают с определениями по эмиссиям, не имеющим соответствующих абсорбционных компонент (водород, кремний). Таким образом, в работе Adams (1941) показано, что эмиссионный и абсорбционный спектры металлов являются простой суперпозицией линий, формирующихся в разных областях атмосферы и оболочки.

В работе Schain (1945) было высказано предположение, что водородный спектр имеет флуоресцентную природу и обусловлен наличием ультрафиолетового избытка в излучении фотосферы. Далее последовала гипотеза о том, что долгопериодические переменные представляют собой горячие звезды, окруженные оболочками большой оптической толщины в субординатных континуумах (Sobolev, 1947). В работе Gorbatskii (1957) появление эмиссионных линий нейтральных металлов при падении блеска интерпретировалось как результат рекомбинации ионизованных атомов металлов. Ионизация металлов обеспечивается излучением в линии  $L\alpha$ , выходящим из глубоких слоев атмосферы, где водород находится в ионизованном состоянии. Для того, чтобы  $L\alpha$ -кванты выходили наружу, необходим градиент скорости в атмосфере. Высвечивание в линиях бальмеровской серии также обеспечено ионизацией водорода.

Концепция ультрафиолетового избытка была детально разработана Рублевым, см. работу Rublev (1970) и ссылки в ней. В случае движущейся атмосферы бальмеровский декремент близ границы серии превращается в бальмановский, что позволило независимым образом оценить эффективную температуру Миры Кита,  $T_{\text{eff}} = 2300$  К. При низкой электронной температуре гипотетический ультрафиолетовый избыток не может быть достаточным для ионизации водорода. В работе Rublev (1970) показано, что в атмосфере Миры Кита флуоресценция обеспечивается переработкой энергии, поглощаемой за бальмеровским пределом, а роль квантов лаймановского континуума незначительна. Такой механизм был назван «холодной флуоресценцией». Вывод о том, что в непрерывном излучении мирид сразу за бальмеровским пределом должен существовать ультрафиолетовый избыток, увеличивающийся к минимуму блеска (Rublev, 1970), послужил основанием для программы спектрофотометрии мирид, выполнявшейся в САО в середине 1970-х годов (Morozova and Panchuk, 1978).

При выборе механизма свечения в линиях металлов необходимо учитывать динамику эмиссионного спектра. В спектре R Leo различные группы эмиссионных линий показывают максимум на различных фазах кривой блеска (Merrill, 1952). Эмиссионный спектр  $\chi$  Cyg исследован в работах Merrill (1947; 1953). Интенсивности эмиссий изменяются как вследствие изменения условий возбуждения, так и вследствие переменного поглощения в вышележащих слоях. Важно отметить, что от появления эмиссий (на  $\varphi = 0.9$ ) и до минимума блеска ( $\varphi = 0.5$ ) лучевая скорость остается равной  $-15$  км с $^{-1}$ . Эмиссии, наблюдаемые в фиолетовых резонансных линиях Al I и Ca II, показывают только  $-7$  км с $^{-1}$  (Wallerstein, 1985). Такое смещение в длинноволновую сторону можно объяснять несимметричным поглощением в оболочечной абсорбции. У эмиссионного спектра, полученного в самый слабый ( $m_V = 6.0$ ) из зарегистрированных у мириды  $\chi$  Cyg максимумов (Wallerstein, 1985), значение лучевой скорости  $-11.2 \pm 0.7$  км с $^{-1}$  может быть снижено, при учете увеличенного эффекта поярчания к лимбу.

В работе Derviz and Savanov (1978) с использованием ЭОП с фотографической регистрацией исследована переменность профиля H $\alpha$  в спектре  $\chi$  Cyg. Сделан вывод, что абсолютная светимость эмиссии достигает максимума через 0.1 периода после болометрического максимума. Показано, что в водородных линиях высвечивается 10% энергии ударной волны, оцененной в работе Gorbatskii and Minin (1963).

Здесь напрашивается классическая интерпретация — запрещенные линии, формирующиеся в разреженной внешней оболочке большого объема, имеют постоянную интенсивность, но переменную подложку в виде спектра атмосферы. Отсюда возникает задача абсолютной спектрофотометрии — может быть, интенсивность запрещенных линий возрастает только относительно континуума, когда звезда уходит в минимум блеска.

К настоящему времени можно признать, что в атмосферах мирид сосуществуют несколько механизмов формирования эмиссионных спектров, но приоритетным остается механизм ударных волн.

## 7. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Идея о связи эмиссий с механизмом ударной волны впервые высказана Merrill (1955). В работе Deutsch and Merrill (1959) в результате наблюдений аномально глубокого минимума у S-мириды R Cyg, обнаружены эмиссии в субординатных линиях, наблюдаемых как абсорбционные в соседнем максимуме блеска. В указанном минимуме блеска резонансные линии выглядят абсорбционными, но гораздо более ослабленными, чем в максимуме блеска. Сделан вывод, что эмиссионный спектр формируется в оптически толстой (в линиях) горячей области, расположенной ниже холодного поглощающего слоя. Выдвинуто предположение, что указанная область высвечивания разогрета прохождением ударной волны.

Автор работы (Gorbatskii, 1961) отказался от ранее предложенного механизма флуоресценции (Gorbatskii, 1957) в пользу механизма ударной волны. Основным недостатком механизма флуоресценции является то обстоятельство, что при выходе излучающего слоя наружу, между этим слоем и областью, где предположительно рождаются  $L\alpha$ -кванты, находится холодное вещество. Достоинство механизма высвечивания за фронтом ударной волны состоит в том, что здесь обходится главная трудность механизма флуоресценции — потребность в источнике ионизирующего излучения. В модели ударной волны следовало объяснить:

- а) увеличение интенсивностей водородных эмиссий к моменту болометрического максимума и быстрое уменьшение после максимума;
- б) характер доплеровского смещения эмиссий;
- в) уменьшение ширины эмиссий от максимума к минимуму блеска;
- г) наблюдающееся (иногда в оптическом диапазоне) раздвоение атомных абсорбций.

Высвечивание слоя, нагретого ударной волной, должно продолжаться и после того, как ударная волна прекратила действие. Плотность оболочки мириды, оцениваемая как  $n \sim 10^{11}$ , в  $10^7$ – $10^8$  раз

превосходит плотность туманностей. Поэтому, в отличие от туманностей,  $L\alpha$ -кванты не выходят наружу, а расходятся на ионизацию водорода. В работе Gorbatskii (1961) показано, что если скорость волны меньше  $30 \text{ км с}^{-1}$ , то степень ионизации мала и водородные эмиссии наблюдаться не должны. Для слоя, оптически тонкого в бальмеровском континууме, время высвечивания составляет  $10^5 \text{ с}$ , для оптически толстого слоя —  $10^7 \text{ с}$ , последнее согласуется со временем, за которое скорость движения светящегося слоя уменьшается на  $10$ – $15 \text{ км с}^{-1}$ .

Maehara (1968) были впервые обнаружены абсорбции с отрицательной лучевой скоростью. В работе Tsuji (1971) на основании спектров в ближней ИК-области предложена эмпирическая модель структуры атмосферы и оболочки. Расширяющаяся оболочка формирует синесмещенные линии, с нулевым потенциалом нижнего уровня. Абсорбции в нормальном положении формируются в пульсирующей атмосфере. Нижняя часть атмосферы возбуждается излучением в  $L\alpha$ , выходящим из области высвечивания за фронтом ударной волны. Там же формируется и наблюдаемая эмиссия в  $H\alpha$ . Линии CN формируются в охлаждающейся и расширяющейся околосредной оболочке.

Для проверки гипотезы ударной волны важно знать не только относительные изменения яркости эмиссий (измеренные от уровня локального континуума), но изменения, выраженные в абсолютных единицах. Впервые соответствующие измерения сделаны по спектрам с умеренным разрешением (Odell et al., 1970). Были обнаружены вариации эмиссионного и абсорбционного спектров на временах несколько суток, что, по мнению авторов (Vychkov and Panchuk, 1977), не укладывается в представления о высвечивании за фронтом сферически симметричной ударной волны.

В работе Willson (1976) эмиссии были классифицированы по предполагаемым механизмам возникновения. Основные классы: первичные линии ионизованных элементов, первичные линии нейтральных элементов, вторичные линии «накачки» и «флуоресценции», принадлежащие нейтральным элементам. Первичные УФ-линии  $\text{Mg II } \lambda 2795$ ,  $\lambda 2802$ , предположительно линии  $\text{Fe II}$  и  $\text{Ti II}$  формируются в области непосредственно позади ударного фронта, где возбуждение, ионизация и скорость движения наружу максимальны. Результаты наблюдений интерпретируются в предположении, что сферическая ударная волна движется наружу со скоростью  $50 \text{ км с}^{-1}$ , постепенно замедляясь. В определении структуры атмосферы преобладает механическая энергия. Показано, что ударные волны не достигают малых оптических глубин.

Fedorova (1978) получила аналитическое соотношение высот однородной статической атмосферы и динамической атмосферы, испытывающей периодическое воздействие ударных волн. Оказалось, что высота динамической атмосферы долгопериодической переменной составляет около  $3 \times 10^{13}$  см, что на порядок превышает высоту статической атмосферы для звезды такого же спектрального подкласса. При значениях массы 2–3  $M_{\odot}$  скорость распространения волны, соответствующая наблюдаемой, оказывается недостаточной для потери вещества.

В работе Willson and Hill (1979) аналитическое описание периодической ударной волны сравнивается с численными гидродинамическими моделями в изотермическом приближении. Показано, что роль случайных аперриодичностей в изменении темпа потери массы невелика. Критичными в этом отношении являются градиент плотности в атмосфере и эффекты нагрева за фронтом волны. Авторы пришли к выводу, что темп потери массы долгопериодическими переменными звездами ( $10^{-5}$ – $10^{-6}$   $M_{\odot}$  в год) вполне объясним механизмом ударной волны. В работе Hill and Willson (1979) в приближении изотермической оболочки и синусоидально пульсирующего ядра продемонстрировано возникновение периодических ударных волн, приводящих к ионизации газа и эмиссиям. При массе мириды около 1  $M_{\odot}$  газ, ускоренный волнами, может покинуть звезду.

Модель пульсаций типичной мириды ( $M = 1M_{\odot}$ ,  $L = 10^4 L_{\odot}$ ,  $T_{\text{eff}} = 2750$  К,  $P = 373^{\text{d}}$ ) была рассмотрена в изотермическом и адиабатическом приближениях (Wood, 1979). Лучевая скорость, измеренная по водородным эмиссиям, идентифицируется со скоростью газа за фронтом ударной волны. В адиабатическом случае модельная и наблюдаемая скорости не согласуются, а темп потери массы слишком высок (0.02  $M_{\odot}$  в год). В изотермическом случае режим непрерывной потери массы не достигается, оболочки сбрасываются спорадически, усредненный темп потери массы  $10^{-12} M_{\odot}$  в год. Характер изменения и величина лучевой скорости согласуются с наблюдениями.

В работе Hinkle and Barnes (1979) проведена ИК-спектроскопия (1.5–2 мкм) трех колебательно-вращательных полос водяного пара в атмосфере и оболочке R Leo. На фазах вне максимума блеска наблюдаются два слоя, которые по температуре возбуждения и лучевым скоростям идентифицируются со слоями формирования линий СО и ОН (Hinkle, 1978). Методом кривых роста оценена колонковая плотность молекул воды:  $5 \times 10^{21}$  на  $\text{см}^{-2}$ . Измерения эквивалентных ширин линий ОН и  $\text{H}_2\text{O}$ , формирующихся в одном и том же слое, позволят нам оценить степень отклонения

от диссоциативного равновесия. С привлечением наблюдений Майяра (Maillard, 1974) в работе Panchuk and Tsybal (1982) было показано, что в рамках термохимического равновесия в холодной (1000 К) оболочке линии ОН не должны наблюдаться. Вывод об отклонении концентрации гидроксила от равновесной следует уже из самого факта одновременного наличия в ИК-спектрах мирид холодных компонент линий первых обертонов молекул СО и ОН.

В работе Hinkle et al. (1982) по наблюдениям  $\chi$  Cyg в ИК-диапазоне обнаружены линии разной природы. В дополнение к слою, демонстрирующему регулярные пульсации, наблюдаются линии околозвездной оболочки и два слоя различной температуры. Когда слой с вращательной температурой 800 К показывает гелиоцентрическую скорость  $-8$  км  $\text{с}^{-1}$ , слой с температурой 1500 К показывает скорость 0 км  $\text{с}^{-1}$ . Системная скорость  $\chi$  Cyg, определенная по фотосферным линиям второго обертона СО, составляет  $-7.5$  км  $\text{с}^{-1}$ . Авторы работы Hinkle et al. (1982) позиционируют эти слои при естественном предположении, что температура уменьшается наружу, то есть холодный слой (800 К) соседствует с околозвездной оболочкой, а теплый слой (1500 К) падает на звезду. Заметим, что в рамках сферически симметричной структуры, при таком расположении слоев возникает вопрос, откуда холодный слой получает вещество.

Согласно спектроскопии в оптическом диапазоне (Willson et al., 1982), вблизи максимума блеска у некоторых мирид наблюдаются две ударные волны.

В работе Gillet et al. (1983) эмиссия  $\text{H}\alpha$  в спектре Миры Кита качественно интерпретируется в рамках теории сферически симметричной ударной волны. Красносмещенная компонента эмиссионного профиля объясняется распространением ударной волны в полусфере, противоположной наблюдателю. Область высвечивания оптически толстая, и оптическая толщина уменьшается по мере увеличения фазы. Ускорение фронта волны мало (от фазы +0.06 до +0.40 лучевая скорость увеличивается на 7 км  $\text{с}^{-1}$ ). Заметим, что эффект наблюдения в  $\text{H}\alpha$  противоположных зон оболочки следовало поискать в других линиях бальмеровской серии, что на использованном в работе Gillet et al. (1983) кудэ-эшелле спектрографе CES (где рабочий порядок выделяется предцелевым устройством) представлялось затруднительным. Наши наблюдения другой мириды (см. рис. 2–5 в обзоре Panchuk and Klochkova (2022)) показывают, что противоположная (находящаяся за звездой) часть высвечивающейся оболочки, не видна в линиях  $\text{H}\gamma$  и  $\text{H}\delta$ , профили которых зарегистрированы на спектрографе NES (Panchuk et al.,

2010) одновременно с профилями  $H\alpha$  и  $H\beta$ , см. Panchuk and Klochkova (2022).

В работе Fox et al. (1984) для девяти мирид южного неба представлены профили линий  $H\gamma$ ,  $H\delta$ ,  $H\zeta$ ,  $H\eta$  в интервале фаз, занимающих по четверть цикла в обе стороны от максимума. Использовался эшелле спектрограф фокуса кудэ, в сочетании с одномерным счетчиком фотонов, двухпиксельное разрешение составляло  $R = 80\,000$ . Важно, что для всех объектов имеются определения системной скорости, сделанные по мазерным или тепловым оболочечным эмиссиям. Изменения этих профилей интерпретируются в рамках сферически симметричной ударной волны, сделаны оценки скорости распространения волны и температуры области высвечивания. Показано, что вариации (с фазой кривой блеска) абсолютных потоков в бальмеровских линиях превышают один порядок, но и от цикла к циклу могут изменяться более чем на порядок (для одной и той же фазы!). При появлении эмиссии полная ширина бальмеровской линии достигает  $80\text{ км с}^{-1}$ , простираясь на  $\pm 40\text{ км с}^{-1}$ , симметрично относительно скорости центра масс. Интенсивность эмиссии падающего на звезду вещества превосходит интенсивность эмиссии поднимающегося вещества. С увеличением фазы интенсивность эмиссии поднимающегося вещества преобладает, форма профиля (если игнорировать искажение абсорбциями) состоит из двух компонент — гауссианы с полушириной  $30\text{ км с}^{-1}$ , синесмещенной на  $0\text{--}10\text{ км с}^{-1}$  (величину, переменную от звезды к звезде и от цикла к циклу), и крыла, простирающегося в длинноволновую область на те же  $40\text{ км с}^{-1}$ , что и профиль эмиссии при ее появлении. На фазах после максимума блеска ( $\varphi = 0.2$ ) ширина эмиссионного профиля становится вдвое меньше ширины, наблюдаемой при возникновении эмиссии. Вещество, находящееся выше ударной волны, состоит из нейтрального и молекулярного водорода и гелия. Слой с температурой  $2500\text{ К}$  падает на звезду со скоростью  $20\text{ км с}^{-1}$ . Непосредственно за фронтом ударной волны температура составляет  $34\,500\text{ К}$  (!) и скорость движения наружу  $5\text{ км с}^{-1}$ . Заметим, что при такой температуре должны наблюдаться и линии гелия (как у виргинид). Глубже этой области находится зона рекомбинации, где формируются бальмеровские и другие эмиссии. Характеристики этой области: температура  $15\,000\text{ К}$  и скорость движения наружу  $9\text{ км с}^{-1}$ . Много глубже находится область охлажденного газа ( $4000\text{ К}$  и скорость движения наружу  $13\text{ км с}^{-1}$ ).

Модель сферически симметричной ударной волны (Gillet et al., 1983) развита в работе Gillet et al. (1985a), где, в дополнение к  $H\alpha$ , исследован профиль линии пашеновской серии  $P\delta$ . При отношении

плотностей (до и после фронта ударной волны), равном 10, скорость фронта на фазе  $\varphi = 0.4$  составляет  $65\text{ км с}^{-1}$ . При снижении скорости до  $40\text{ км с}^{-1}$  ( $\varphi = 0.7$ ) эмиссия в  $H\alpha$  практически исчезает. Средняя (по разным циклам) скорость ударной волны лежит между  $60$  и  $70\text{ км с}^{-1}$ . При таком значении скорости ультрафиолетовое излучение, выходящее из зоны рекомбинации, может вызывать фотодиссоциацию молекул, находящихся в холодном слое над областью высвечивания эмиссий (Gillet and Lafon, 1984).

Gillet et al. (1985b) исследовали эмиссионные линии  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $P\delta$  в спектре «короткопериодической» мириды S Car ( $P = 150^d$ ). Феноменологическая модель ударной волны выглядит следующим образом. После минимума светимости ( $\varphi = 0.5$ ), эмиссионные признаки ударной волны не проявляются (даже в линии  $P\delta$ ) вплоть до  $\varphi = 0.65$ . Глубокие слои атмосферы оптически толстые в визуальных лучах (поэтому  $H\alpha$  в эмиссии не видна), но оптически тонкие на длинах волн около  $1\text{ мкм}$ , поэтому пропускают эмиссию в  $P\delta\ \lambda 10049$ , начиная с  $\varphi = 0.65$ . Профиль  $P\delta$  комбинируется с обратным P Cygni профилем линии  $Ti\ I\ \lambda 10048.78$ , формирующимся на периферии атмосферы и демонстрирующим падение вещества. Появление ударной волны на  $\varphi = 0.70\text{--}0.75$  видно в эмиссиях  $P\delta$  и  $H\alpha$ , и, в отличие от Миры Кита, красносмещенная компонента профиля  $H\alpha$  хорошо просматривается, так как молекулярное поглощение в S Car (мирида II типа населения) должно быть слабее, чем у Миры. Интервал, когда у  $H\alpha$  наблюдается только синесмещенный компонент, у S Car должен быть коротким, до  $\varphi = 0.0$ . Следующая стадия относится к максимуму блеска ( $\varphi = 0.0\text{--}0.2$ ), здесь фронт ударной волны находится значительно выше фотосферы, но красносмещенная компонента  $H\alpha$  все же слабее синесмещенной (часть удаляющейся полусферы фронта закрывается диском звезды). В состоянии максимума блеска наблюдаются узкие эмиссии в линиях Ca, K, Ti, Fe, наложенные на широкие абсорбции. Когда центральные эмиссии слабы, линии выглядят как двойные абсорбции (раздвоение линий отмечалось ранее некоторыми авторами). На стадии ( $\varphi = 0.55\text{--}0.60$ ), после минимума блеска, ударная волна находится высоко над фотосферой, и перед  $\varphi = 0.63$  эмиссия в  $H\alpha$  исчезает, то есть за фронтом ударной волны уже не образуется область с достаточно высокой температурой.

В работе Wallerstein (1985) в результате сравнения лучевых скоростей, измеренных в оптическом и близком ИК-диапазонах, предложена новая (относительно предложенной в работе Hinkle



et al. (1982)) модель стратификации слоев в атмосфере  $\chi$  Cyg. Наблюдаются, по крайней мере, три слоя газа: околозвездный, представленный сильными резонансными линиями; так называемый «фотосферный» слой, представленный абсорбциями, возникающими с возбужденных уровней; и слой, формирующий эмиссии. Кроме того, обсуждаются абсорбции с отрицательной лучевой скоростью, впервые обнаруженные в работе Maehara (1968). Околозвездные резонансные линии имеют лучевую скорость  $-15.3 \pm 0.65$  км с<sup>-1</sup>, что, если учесть различия в технике измерений, согласуется с результатами измерений ( $-17.2 \pm 0.9$  км с<sup>-1</sup>) по тепловой эмиссии SiO (Hinkle et al., 1984). В работе Hinkle et al. (1982), при величине спектрального разрешения  $R = 100\,000$ , околозвездная компонента разрешается на две, со скоростями  $-13.9$  и  $-17.6$  км с<sup>-1</sup>. По абсорбционной компоненте P Cygni-профилей линий натрия и калия, наблюдавшихся во время слабого максимума  $\chi$  Cyg, лучевая скорость составляла  $-17.1$  км с<sup>-1</sup> (Spanner, 1977). Wallerstein (1985) по ядрам резонансных линий Mn I, Cr I, Na I и K I вблизи максимума блеска получил значения  $-12.3$ ,  $-14.6$ ,  $-17.2$  и  $-18.2$  км с<sup>-1</sup> соответственно, причем эти значения коррелируют с потенциалами первой ионизации. По-видимому, ядра резонансных линий Mn I и Cr I связаны с оболочкой  $-13.9$  км с<sup>-1</sup>, тогда как ядра линий Na I и K I — со второй оболочкой,  $-17.6$  км с<sup>-1</sup>. Если учесть скорость центра звезды ( $-7.5$  км с<sup>-1</sup>), измеренную по SiO, скорости расширения околозвездных оболочек составляют 6.4 и 10.1 км с<sup>-1</sup>. Линии в синей и фиолетовой области, формирующиеся в так называемом «фотосферном» слое, имеют скорость  $-0.1 \pm 0.6$  км с<sup>-1</sup> (Wallerstein, 1985), что совпадает со скоростью  $-0.1 \pm 0.9$  км с<sup>-1</sup>, измеренной в ИК-диапазоне по слабым линиям CO, наблюдающимся вблизи максимума в работе Hinkle et al. (1982). Третья абсорбционная система, наблюдаемая в оптической области ( $\lambda \sim 8000$  Å) (Maehara, 1968), имеет вблизи максимума лучевую скорость  $-20$  км с<sup>-1</sup>, когда в ИК-спектре появляется компонента линий CO высокого возбуждения с тем же значением скорости. Такое значение скорости не может наблюдаться в коротковолновой области спектра ( $\lambda \sim 4000$  Å), где рэлеевское рассеяние на атомах и молекулах водорода намного превосходит величину непрерывного поглощения на отрицательных ионах водорода H<sup>-</sup> в области  $\lambda \sim 8000$  Å (см. рис. 8 в работе Panchuk et al. (2010)). Поэтому абсорбционные линии синей области спектра формируются в вышележащих слоях атмосферы, кинематика которых ближе к значениям, определяемым по линиям оболочечного происхождения.

В работе Bertschinger and Chevalier (1985) полуаналитическая модель периодических пульсаций применена для четырех мирид, лучевые скорости которых по линиям колебательно-вращательной системы  $\Delta v = 3$  молекулы CO измерены в работах Hinkle et al. (1982; 1984). Получено хорошее согласие наблюдаемых и теоретических кривых лучевых скоростей. В этом случае решающим является уже не точность измерения лучевых скоростей, а значение фактора коррекции  $f$  лучевой скорости, для учета сферической геометрии и эффекта потемнения диска к краю. Для цефеид показано (Parsons, 1972), что наблюдаемые значения лучевой скорости следует увеличить на фактор  $f = 1.31$ . В дальнейшем, по мере совершенствования моделей атмосфер, это значение уточнялось (Rastorguev and Dambis, 2011). В отсутствие моделей стратифицированных атмосфер мирид, значение  $f$  неопределенно, можно только предположить, что для оболочки, расположенной далеко от фотосферы,  $f$  приближается к единице. В работе Bertschinger and Chevalier (1985) получено, что оптимальное соответствие теоретических и наблюдаемых значений температуры и скорости реализуется при  $fM^{-1/3} \approx 1$ , где  $M$  — масса в единицах солнечной. Для  $\chi$  Cyg оценка радиуса фотосферы, сделанная в предположении о постоянной скорости ударной волны ( $12.4$  км с<sup>-1</sup>), составляет  $1.9 \times 10^{13} Mf^{-2}$  см. При массе, равной солнечной, значение пульсационной константы  $Q$  соответствует фундаментальной моде, при  $M = 2 M_{\odot}$  — первому обертону. Из-за отсутствия детальных наблюдений, позволяющих определить структуру атмосферы на больших радиусах, оценка (сверху) потери массы может быть получена только по порядку величины,  $3 \times 10^{-6} M_{\odot}$  в год.

В работе Gillet (1988a) расширена выборка мирид, исследованных в линии H $\alpha$ . У типичных Me-звезд поздних подклассов синесмещенная компонента H $\alpha$  наблюдается в течение всего максимума блеска, тогда как красносмещенный пик появляется позже (при  $\varphi > 0.4$ ). Показано, что двухпиковая структура эмиссионного профиля является, по-видимому, общим свойством мирид. Скорость движения фронта ударной волны  $v_s$  определялась различными способами. Во-первых, использованы кривые лучевых скоростей по линиям CO в ИК-диапазоне, откуда для Миры Кита  $60 < v_s < 80$  км с<sup>-1</sup>. Во-вторых, флуоресценция некоторых линий Fe I объяснима в предположении определенного сдвига между областью высвечивания за фронтом ударной волны и падающими слоями, содержащими атомы, избранные уровни которых заселяются механизмом накачки. Список линий, подходящих для флуоресценции при величине разрыва скоростей от 40 до 70 км с<sup>-1</sup>,

приведен в работе Willson (1976). Третий способ оценки скорости фронта ударной волны основан на измерении ширины эмиссионного пика  $H\alpha$ . Для S Car, например, эта ширина соответствует разности скоростей до  $180 \text{ км с}^{-1}$ , что не может быть объяснено атомными механизмами уширения. В ширине  $H\alpha$  суммированы два процесса. Первый — эффект геометрической проекции сферически симметричного фронта, ближняя полусфера которого формирует синесмещенную компоненту, а дальняя полусфера — красносмещенную. Если существует только этот эффект, ширина синесмещенного компонента дает максимальную разность скоростей, а ширина красносмещенного ограничивается, так как часть удаляющейся оболочки экранируется диском звезды. Второй процесс — уширение вследствие градиента скорости в области высвечивания. Другая интерпретация формы профиля  $H\alpha$  предложена Bidelman and Ratcliffe (1954). Двухвершинный эмиссионный профиль объяснен самопоглощением в слое, смещенном относительно области высвечивания на  $20 \text{ км с}^{-1}$ . Этой точки зрения придерживались Bretz (1967) и Wallerstein (см. Gillet (1988b)). Если гипотеза самопоглощения верна, необходимо найти механизм, который обеспечит перенаселенность уровня  $n = 2$  по сравнению с LTE (температура невозмущенной атмосферы составляет всего 2000 K). Так как профиль  $H\beta$  имеет аналогичную двухвершинную форму (см., однако, рис. 3 в обзоре Klochkova and Panchuk (2022)), только перенаселенность уровня  $n = 2$  подходит для объяснения формы этой и всех остальных линий бальмеровской серии.

Gillet (1988b) с величиной спектрального разрешения  $R = 70\,000$  исследовал эмиссионные профили первых 12 линий бальмеровской серии в спектрах S Car вблизи максимума. Профили  $H\alpha$  и  $H\beta$  показывают двугорбую форму, тогда как линии  $H\gamma$ – $H_{12}$  имеют сильно асимметричную форму. При переходе от  $H\gamma$  до  $H_{12}$  красносмещенная эмиссионная компонента, блендированная красным крылом синесмещенной компоненты, становится все менее и менее интенсивной. Изучение совокупности профилей, зарегистрированных почти одновременно, позволит сделать выбор между двумя моделями — сферически симметричной тонкой оболочкой, полупрозрачной в линиях (Willson, 1976), и моделью самопоглощения (Bidelman and Ratcliffe, 1954).

На рис. 2–5 в работе Klochkova and Panchuk (2022) приведены фрагменты эшелле-спектров мириды R Cam, полученных на БТА в максимуме и минимуме блеска. Данная мирида принадлежит к спектральному классу S, поэтому влияние полос  $TiO$  на низкие члены бальмеровской серии водорода, по сравнению с Me-миридами, должно быть

ослаблено, по крайней мере, в максимуме блеска. Видно, что в максимуме блеска эмиссионные линии  $H\gamma$  и  $H\delta$  (рис. 4 и 5 соответственно) симметричны, а ширина профиля  $H\beta$ , если учесть «подрезание» абсорбциями вращательных переходов в колебательной полосе (4;2)  $\alpha$ -системы  $TiO$ , заметно превосходит ширины  $H\gamma$  и  $H\delta$ .

В динамических моделях Bowen (1988) одновременно присутствует несколько фронтов ударных волн. Позже это обстоятельство послужило аргументом при интерпретации наблюдений Woodsworth (1995), где эмиссионные профили линии  $H\alpha$  в спектрах десятка S-мирид представлены в виде комбинации трех профилей одинаковой полуширины. Профили  $H\beta$  и  $H\gamma$  рассматриваются как единичные, с лучевой скоростью, близкой к скорости средней компоненты в профиле  $H\alpha$ . Динамика профилей с фазой изучена на обобщенных профилях, полученных путем объединения наблюдений разных звезд в спектры одной, условной, S-мириды. Woodsworth (1995) настаивает, что эти три эмиссионные компоненты формируются в трех отстоящих друг от друга областях высвечивания.

В работе Gillet et al. (1989) рассмотрена модель, где учтено радиативное взаимодействие зон, расположенных до и после границы разрыва скоростей. Главный результат — значительная часть энергии ударной волны расходуется на фотодиссоциацию молекул водорода. Следовательно, для обеспечения необходимого коэффициента ионизации за фронтом волны требуется большая скорость, чем в чисто атомарной среде (без фотодиссоциации молекулярного водорода). Таким образом, решается еще одно противоречие: при скоростях около  $60$ – $70 \text{ км с}^{-1}$  в спектрах виргинид наблюдаются и линии гелия, тогда как в спектрах мирид, при таких же скоростях (оцениваемых из условий флуоресценции), эмиссии гелия никто не наблюдал. Часть энергии, которая у виргинид идет на возбуждение атомов гелия, у мирид расходуется на фотодиссоциацию молекул водорода.

В результате спектроскопического обзора шести мирид класса Me, выполненного на кудэ-эшелле спектрографе 1.9-метрового телескопа обсерватории Mount Stromlo, выявлены закономерности, важные для интерпретации поведения эмиссионных спектров водорода и металлов (Richter and Wood, 2001; Richter et al., 2003). Показано, что даже у тех линий, профили которых не искажаются молекулярным поглощением, потоки на разных фазах фотометрической кривой изменяются в разы. Продолжительность обзора (1 год) не позволяет сравнить характеристики эмиссий для разных циклов переменности.

В работе Belova et al. (2014b) показано, что при низких температурах, характерных для атмосфер

мирид, темп высвечивания газа существенно замедляется и время окончательного охлаждения может превысить половину периода пульсаций звезды. Большая оптическая глубина в линиях серии Лаймана приводит к возврату тепловой энергии электронам через вторичные столкновения. Охлаждение газа за фронтом ударной волны определяется преимущественно углеродом, магнием и железом (Belova et al., 2014a).

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение цитируемых публикаций позволяет сделать ряд выводов общего характера. Во-первых, «старинные» спектроскопические наблюдения не так уж и бесполезны: некоторые из эффектов, обнаруженных еще Джоном и Меррилом, не получили столь же «усидчивых» последователей, работающих на современной технике. Например, экзотическое поведение вращательного спектра молекулы АН так и не исследовано. Во-вторых, в силу больших периодов изменения блеска, подавляющее количество наблюдений сделано с достаточно большими интервалами между отдельными наблюдениями. Здесь срабатывало естественное соображение: если у звезды период фотометрических изменений порядка года, то незачем «мониторить» ее спектр на характерных временах дни—неделя. Радиус звезды, да и размеры гигантских конвективных ячеек, настолько велики, что трудно ожидать изменений, проявляющихся в спектрах на шкале сутки—неделя. В-третьих, сопоставимость периода с продолжительностью сезона наблюдений не позволяла равномерно распределить спектры вдоль одного и того же цикла изменений блеска (такая возможность появилась только для ИК-спектроскопистов, способных работать в сумеречное и даже в дневное время). Как выяснилось, соседние циклы сильно отличаются как по фотометрическим, так и по спектроскопическим характеристикам. Поэтому построить средние кривые (блеска, лучевых скоростей, характеристик эмиссионного спектра) в большинстве случаев не удавалось, и, по мере повышения точности наблюдений характеристики, измеренные в разные циклы для близких фаз фотометрической кривой блеска, «расползались». И, наконец, ряд эффектов получает устойчивую феноменологическую интерпретацию только в результате наблюдений с высоким спектральным разрешением, когда можно различить узкие молекулярные линии, формирующиеся в областях, имеющих различную доплеровскую скорость.

Существенным результатом считаем вывод о формировании абсорбционных характеристик оптического диапазона преимущественно в холодной околозвездной оболочке. Движения этой

оболочки обнаружены только методами Фурье-спектроскопии в ближнем ИК-диапазоне и однозначно не регулируются движениями в атмосфере. В холодной оболочке термохимическое равновесие отсутствует (см., например, Panchuk and Tsybmal (1982)), поэтому в оценках мы ограничиваемся приближением тонкого слоя. Мощности оболочки достаточно для формирования цветовых характеристик мирид в оптической области (Tsybmal and Panchuk, 1982). Неоднородности оболочек, зарегистрированные при интерферометрических наблюдениях ярких мирид, могут определять изменения показателей цвета в оптическом диапазоне, а также вариации формы фотометрической кривой, наблюдаемые от цикла к циклу. Подтвержденная численными оценками гипотеза о формировании спектральных и фотометрических характеристик мирид преимущественно в их оболочках, обособленных от движений в атмосферах, пригодна, по нашему мнению, и для интерпретации наблюдений холодных полуправильных переменных звезд типа SRa, демонстрирующих эмиссионные спектры. По спектрам малометаллической полуправильной AC Her, имеющей избыток углерода в атмосфере, было показано, что классическая процедура определения эффективной температуры атмосферы отягощена взаимным блендированием линий, формирующихся как в атмосфере, так и в оболочке (Vorisev and Panchuk, 1986a; b).

Вывод о замедлении высвечивания холодных атмосфер и оболочек мирид (Belova et al., 2014a) заставляет пересмотреть прежнюю интерпретацию быстрых флуктуаций эмиссионных бальмеровских линий (Bychkov and Panchuk, 1977) или, по крайней мере, провести соответствующие наблюдения на новом техническом уровне. Здесь также могут оказаться полезными наблюдения оболочек объектов, находящихся на последующих эволюционных стадиях (Klochkova et al., 2022).

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Конфликт интересов отсутствует.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана РФФ (проект № 22-12-00069).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. S. Adams, *Astrophys. J.* **93**, 11 (1941).
2. F. E. Baxandall, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **88**, 679 (1928).
3. O. M. Belova, K. V. Bychkov, E. S. Morchenko, and B. A. Nizamov, *Astronomy Reports* **58** (9), 650 (2014a).

4. O. M. Belova, K. V. Bychkov, and G. M. Rudnitskii, *Astronomy Reports* **58** (12), 922 (2014b).
5. E. Bertschinger and R. A. Chevalier, *Astrophys. J.* **299**, 167 (1985).
6. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **55** (5), 434 (1939).
7. W. P. Bidelman and A. E. Ratcliffe, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **66** (392), 255 (1954).
8. Y. V. Borisov and V. E. Panchuk, *Soobshcheniya Spets. Astrofiz. Obs.* **49**, 30 (1986a) [in Russian].
9. Y. V. Borisov and V. E. Panchuk, *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **22**, 17 (1986b).
10. G. H. Bowen, *Astrophys. J.* **329**, 299 (1988).
11. M. C. Bretz, in *Proc. Coll. on Late-Type Stars, Trieste, Italy, 1966*, Ed. by M. Hack (Osservatorio Astronomico, Trieste, 1967), p. 166.
12. K. V. Bychkov, S. M. Morozova, and V. E. Panchuk, *Sov. Astron. Lett.* **4**, 199 (1978).
13. K. V. Bychkov and V. E. Panchuk, *Sov. Astron.* **21**, 189 (1977).
14. M. W. Castelaz and D. G. Luttermoser, *Astron. J.* **114**, 1584 (1997).
15. T. E. Derviz and I. S. Savanov, *Sov. Astron.* **22**, 206 (1978).
16. A. J. Deutsch and P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **130**, 570 (1959).
17. O. V. Fedorova, *Astrofizika* **14**, 239 (1978).
18. M. W. Fox, P. R. Wood, and M. A. Dopita, *Astrophys. J.* **286**, 337 (1984).
19. Y. Fujita and T. Tsuji, *Proc. IAU Symp. No. 26*, Ed. by H. Hubenet (Academic Press, London, 1966), p. 307.
20. R. F. Garrison, *J. Amer. Assoc. Var. Star Observers*, **25** 2, 70 (1997).
21. D. Gillet, *Astron. and Astrophys.* **190**, 200 (1988a).
22. D. Gillet, *Astron. and Astrophys.* **192**, 206 (1988b).
23. D. Gillet, R. Ferlet, E. Maurice, and P. Bouchet, *Astron. and Astrophys.* **150**, 89 (1985a).
24. D. Gillet and J. P. J. Lafon, *Astron. and Astrophys.* **139** (2), 401 (1984).
25. D. Gillet, J. P. J. Lafon, and P. David, *Astron. and Astrophys.* **220** (1–2), 185 (1989).
26. D. Gillet, E. Maurice, and D. Baade, *Astron. and Astrophys.* **128**, 384 (1983).
27. D. Gillet, E. Maurice, P. Bouchet, and R. Ferlet, *Astron. and Astrophys.* **148**, 155 (1985b).
28. V. G. Gorbatskii, *Sov. Astron.* **1** 834 (1957).
29. V. G. Gorbatskii, *Sov. Astron.* **5** 192 (1961).
30. V. G. Gorbatskii and I. N. Minin, *Nonstationary Stars*, (Moscow, Fizmatgiz, 1963) [in Russian].
31. G. H. Herbig, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **68** (402), 204 (1956).
32. G. Herzberg, *Spectra and structure of diatomic molecules* (New York, 1939; Moscow, Inostrannaya Literatura, 1949) [in Russian].
33. S. J. Hill and L. A. Willson, *Astrophys. J.* **229**, 1029 (1979).
34. K. H. Hinkle, *Astrophys. J.* **220**, 210 (1978).
35. K. H. Hinkle and T. G. Barnes, *Astrophys. J.* **227**, 923 (1979).
36. K. H. Hinkle, D. N. B. Hall, and S. T. Ridgway, *Astrophys. J.* **252**, 697 (1982).
37. K. H. Hinkle, W. W. G. Scharlach, and D. N. B. Hall, *Astrophys. J. Suppl.* **56**, 1 (1984).
38. E. Hulthén and R. Rydberg, *Nature* **131** (3309), 470 (1933).
39. W. Iwanowska, W. E. Mitchell, P. C. Keenan, *Astrophys. J.* **132**, 271 (1960).
40. M. Jura, *Irish Astron. J.*, **17** (3), 322 (1986).
41. T. Kamiński, K. T. Wong, M. R. Schmidt, et al., *Astron. and Astrophys.* **592**, id. A42 (2016).
42. S. A. Kaplan and S. B. Pikel'ner, *Interstellar medium* (Moscow, Fizmatgiz, 1963) [in Russian].
43. P. C. Keenan, *Astrophys. J.* **120**, 484 (1954).
44. P. C. Keenan, *Astrophys. J. Suppl.* **13**, 333 (1966).
45. P. C. Keenan, A. J. Deutsch, R. F. Garrison, *Astrophys. J.* **158**, 261 (1969).
46. P. C. Keenan, R. F. Garrison, and A. J. Deutsch, *Astrophys. J. Suppl.* **28**, 271 (1974).
47. T. Kipper, *Publ. Tartu Astrofiz. Obs.* **41**, 62 (1973a).
48. T. Kipper, *Publ. Tartu Astrofiz. Obs.* **41**, 278 (1973b).
49. T. A. Kipper and M. A. Kipper, *Tartu Astrofüüs. Obs. Publ., Kõide* **47**, 222 (1979).
50. V. G. Klochkova and V. E. Panchuk, *Astrophysical Bulletin* **77** (3), 292 (2022).
51. V. G. Klochkova, V. E. Panchuk, and M. V. Yushkin, *Astrophysical Bulletin* **77** (1), 84 (2022).
52. N. S. Komarov and V. E. Panchuk, *Sov. Astron.* **18**, 349 (1974).
53. K. S. Krasnov, V. S. Timoshin, and T. G. Danilova, *Molecular constants of inorganic compounds. Directory* (Leningrad: Khimiya, 1968) [in Russian].
54. H. Maehara, *Publ. Astron. Soc. Japan* **20**, 77 (1968).
55. J. P. Maillard, *Highlights of astronomy*, Vol. 3. (A75-21577 08-88) (Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 1974), p. 269.
56. A. Meinel, A. Aveni, and M. W. Stockton, *Catalogue of emission lines in astrophysical objects* (Tucson, AZ (USA): Optical Sciences Center, University of Arizona, 1969).
57. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **83**, 272 (1936).
58. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **106**, 274 (1947).
59. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **116**, 337 (1952).
60. P. W. Merrill, *Astrophys. J.* **118**, 453 (1953).
61. P. W. Merrill, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **67** (397), 199 (1955).
62. S. M. Morozova and V. E. Panchuk, *Soobshcheniya Spets. Astrofiz. Obs.* **22**, 27 (1978).
63. A. P. Odell, F. J. Vrba, J. D. Fix, and J. S. Neff, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **82** (488), 883 (1970).
64. V. E. Panchuk, *Astrometriia i Astrofizika* **22**, 37 (1974).
65. V. E. Panchuk, *Astrometriia i Astrofizika* **25**, 20 (1975).
66. V. E. Panchuk, *Soobshcheniya Spets. Astrofiz. Obs.* **22**, 5 (1978).
67. V. E. Panchuk and V. G. Klochkova, *Astrophysical Bulletin* **77** (4), 446 (2022).
68. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, *Astrophysical Bulletin* **65** (2), 174 (2010).
69. V. E. Panchuk and V. V. Tsybal, *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **16**, 12 (1982).
70. S. B. Parsons, *Astrophys. J.* **174**, 57 (1972).

71. S. S. Penner, K. G. P. Sulzmann, and C. B. Ludwig, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **1** (2), 96 (1961).
72. J. G. Phillips, *Astrophys. J.* **157**, 449 (1969).
73. J. G. Phillips and S. P. Davis, *Astrophys. J.* **175**, 583 (1972).
74. J. G. Phillips and R. S. Freedman, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **81** (482), 521 (1969).
75. A. S. Rastorguev and A. K. Dambis, *Astrophysical Bulletin* **66** (1), 47 (2011).
76. M. J. Reid and D. F. Dickinson, *Astrophys. J.* **209**, 505 (1976).
77. He. Richter, and P. R. Wood, *Astron. and Astrophys.* **369**, 1027 (2001).
78. He. Richter, P. R. Wood, P. Woitke, et al., *Astron. and Astrophys.* **400**, 319 (2003).
79. S. V. Rublev, *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **1**, 5 (1970).
80. R. F. Sanford, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **38** (223), 177 (1926).
81. R. F. Sanford, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **41** (242), 271 (1929).
82. F. Sanner, *Astrophys. J.* **211**, L35 (1977).
83. G. A. Schain, *Izvestiya Akademii Nauk SSSR. Seriya Fizicheskaya* **9**, 161 (1945).
84. G. A. Shajn, *Zeitschrift für Astrophysik* **10**, 73 (1935).
85. V. Sobolev, *Moving stellar shells* (Izd. LGU, Leningrad, 1947) [in Russian].
86. P. Sotirovski, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **6**, 85 (1972).
87. A. D. Thackeray, *Astrophys. J.* **81**, 467 (1935).
88. T. Tsuji, *Publ. Astron. Soc. Japan* **23**, 275 (1971).
89. V. V. Tsybal and B. E. Panchuk, *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **16**, 16 (1982).
90. G. Wallerstein, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **97**, 994 (1985).
91. L. A. Willson, *Astrophys. J.* **205**, 172 (1976).
92. L. A. Willson and S. J. Hill, *Astrophys. J.* **228**, 854 (1979).
93. L. A. Willson, G. Wallerstein, and C. A. Pilachowski, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **198**, 483 (1982).
94. P. R. Wood, *Astrophys. J.* **227**, 220 (1979).
95. A. W. Woodsworth, *Astrophys. J.* **444**, 396 (1995).

### Mira Variables. Molecular Spectra

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

<sup>1</sup>Special Astrophysical Observatory of RAS, Nizhnij Arkhyz, 369167 Russia

We present the second part of the review of spectroscopic observations of Mira variables in the optical and near infrared. The role of various structures (atmosphere, envelopes) in the formation of the optical spectrum is estimated. The thickness of the molecular layer that creates the observed effects of distortion of the emission spectra is estimated based on two model approximations. Assuming that a significant part of the optical spectrum is formed in the circumstellar envelopes, the known photometric and spectroscopic effects are discussed.

Keywords: *stars: Mira variables—molecular spectroscopy*