ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ АНАЛИЗА АТМОСФЕР И ЭВОЛЮЦИИ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

В. В. Леушин

Специальная астрофизическая обсерватория РАН
пос. Нижний Архыз, Зеленчукский район, Карачаево–Черкесская республика, Россия
e-mail: `leushin@sci.lebedev.ru`

Дается краткое описание программного комплекса, позволяющего анализировать атмосферы и эволюционную историю двойных звезд различных типов. Комплекс позволяет определять химический состав, динамические характеристики и типы ядерных процессов в компонентах двойных звезд.

THE SOFTWARE PACKAGE FOR THE ANALYSIS OF ATMOSPHERES AND EVOLUTIONARY PROCESSES OF BINARY STARS, by Leushin V. V. – The software package for the analysis of atmospheres and evolutionary processes of multiple stars is briefly described. It allows to determine the chemical composition, dynamical characteristics, and types of the nuclear processes in the components of binary stars.

ВВЕДЕНИЕ

Комплекс программ состоит из трех частей:

1. Программы расчетов моделей атмосфер, контуров и эквивалентных ширин линий, участков синтетических линейчатых спектров.
2. Программы расчета непрерывных и линейчатых спектров кратных звезд, состоящих из компонентов с отношением светимостей $0 \leq \frac{L_1}{L_2} \leq 1$ и различием лучевых скоростей $-\infty \leq \Delta v_r \leq +\infty$.
3. Программы расчета ядерной эволюции вещества в компонентах двойных на основе наблюдаемого химического состава атмосфер.

Все программы составляют однородную систему совместимых друг с другом модулей.

РАСЧЕТ МОДЕЛЕЙ И СИНТЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ

Программы расчета моделей атмосфер позволяют изучать характеристики непрерывных спектров звезд с разным химическим составом, начиная от стандартного (солнечного) содержания элементов до чисто гелиевых звезд, содержание водорода в которых составляет $10^{-5} \div 10^{-6}$ по числу атомов. Расчет моделей может производиться с учетом покровного эффекта и частичным учетом отклонений от ЛТР для водорода. Число точек по глубине от 40 до 70, по частоте – от 500 до 120 000.

Расчеты по программе KONTUR проводятся при следующих физических упрощениях:

– принимается локальное термодинамическое равновесие;

– стационарная, плоскопараллельная модель атмосферы с однородным химическим составом, при расчете профилей и эквивалентных ширин линий возможно варьирование содержания элемента по высоте;

– механизмом формирования линий является истинное поглощение;

– коэффициент поглощения в линии описывается функцией Фойгта.

Поток в континууме при вычислении одного участка линейчатого спектра не изменяется с длиной волны. Входными параметрами для работы программы являются модель атмосферы и параметры элементов и переходов. Модель задается в шкале RHOX – величина массы над см^2 атмосферы, которая затем пересчитывается в шкалу оптических глубин на некоторой фиксированной длине волны. Для вычисления потока на длине волны определяются точки $\tau^*_{\lambda st}$, соответствующие коэффициенту поглощения на этой длине волны. При этом решается дифференциальное уравнение

$$d\tau_{\lambda st} = \kappa_{\lambda st}/\kappa_\lambda \cdot dt$$

для потока в континууме или

$$d\tau_{\lambda st} = \kappa_{\lambda st}/(\kappa_\lambda + \alpha_\lambda) \cdot dt$$

для потока в линии, где κ_λ — коэффициент поглощения в континууме, α_λ – коэффициент селективного поглощения. Уравнение решается методом Рунге–Кутта.

Методика вычисления $S_\lambda(t)$ и H_λ такая же, как и в программе ATLAS 5. Для функции источника решается уравнение

$$S_\lambda = (1 - \rho_\lambda)B_\lambda + \rho_\lambda \cdot J_\lambda,$$

где $\rho_\lambda = \sigma_\lambda/(\kappa_\lambda + \alpha_\lambda + \sigma_\lambda)$ – доля рассеяния в полном поглощении, B_λ – функция Планка, J_λ – средняя интенсивность:

$$J_\lambda(\tau) = \frac{1}{2}\int_0^\infty S_\lambda(t)E_1(|t-\tau|)dt. \quad (1)$$

В матричной форме эти уравнения записываются в виде

$$S = (\mathbf{I} - \rho)\mathbf{B} + \rho\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{S}, \qquad J = \boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{S},$$

где $\mathbf{I}$ – единичная матрица, $\boldsymbol{\Lambda}$ – интегральный оператор.

Так как матрица $\boldsymbol{\Lambda}$ почти диагональная, то решение можно быстро получить методом итераций Гаусса–Зайделя, приняв в качестве начального предположение $\mathbf{S} = \mathbf{B}$. Тогда задача сводится к тому, чтобы на каждом шаге итерационного процесса найти поправку $\Delta\mathbf{S}$ к $\mathbf{S}$ такую, чтобы

$$(\mathbf{I} - \rho)\mathbf{B} = (\mathbf{I} - \rho\boldsymbol{\Lambda})(\mathbf{S} + \Delta\mathbf{S}),$$

то есть решить для $\Delta\mathbf{S}$ уравнение

$$\Delta\mathbf{S} = ((\mathbf{I} - \rho)\mathbf{B} - (\mathbf{I} - \rho\boldsymbol{\Lambda})\mathbf{S})/(\mathbf{I} - \rho\boldsymbol{\Lambda}).$$

При вычислении $(1 - \rho_i\Lambda_{ij})^{-1}$ предполагается, что $\Lambda_{ij} = 0$ при $i \neq j$, тогда

$$(1 - \rho_i\Lambda_{ij})^{-1} = (1 - \rho_i\Lambda_{ii})^{-1}.$$

Итерации по S_i продолжаются до тех пор, пока $|\Delta S_i/S_i| > 10^{-5}$ хотя бы в одной точке по глубине.

Когда найдена функция источника, решается уравнение для потока:

$$H_\lambda(0) = \frac{1}{2}\int_0^\infty S_\lambda(t)E_2(t)dt. \quad (2)$$

Интегрирование уравнений (1) и (2) осуществляется 43-точечной квадратурой Гаусса $J_i = \Lambda_{ij}S_j$, $H = W_jS_j$, веса и узлы для которой берутся из работы [1].

Коэффициент поглощения в линии на единицу объема вычисляется по формуле

$$\alpha_\lambda = (e^2\sqrt{\pi}m_0^{-1}c^{-2}) \cdot (\lambda^2 f_{ik}/\Delta\lambda_D) \cdot H(a,v) \cdot N_{r,i}.$$

Здесь $\Delta\lambda_D = \lambda_0/c \cdot \sqrt{v_T^2 + v_t^2}$ – доплеровская ширина линии, $v_T^2 = 2kT/(\mu m_i)$ – тепловая скорость атома, v_t – скорость микротурбуленции, $N_{r,i} = N_r \cdot g/U(T,P_e) \cdot \exp(-\varepsilon_i/kT)$ – населенность i-го уровня, N_r – концентрация элемента в стадии ионизации r, $U(T,P_e)$ – сумма по состояниям.

$$H(a,v) = a/\pi \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2)/(a^2 + (y-v)^2)dy, \quad (3)$$

при вычислениях которой используются следующие аппроксимации:

$$H(a,v) = \exp(-v^2) \quad \text{при } a < 10^{-4},$$

$$H(a,v) = \sum H_k(v)a^k \quad \text{при } 10^{-4} < a < 1/3, \quad v < 10,$$

$$H(a,v) = a/\sqrt{\pi} \cdot v^2 \cdot (1 + 3/2 \cdot 1/v^2 + 15/4 \cdot 1/v^4) \quad \text{при } 10^{-4} < a, \quad v > 10.$$

Значения $H_k(v)$ вычислены в работе [2]. В остальных случаях интеграл (3) вычисляется методом трапеций с пределами интегрирования от -7 до $+7$, интервал интегрирования разбивается на 100 шагов. При вычислении профиля линии учитываются четыре механизма уширения коэффициента поглощения: затухание вследствие излучения, доплеровское уширение, уширение квадратичным эффектом Штарка и эффектом Ван-дер-Ваальса. Таким образом, переменные функции Фойгта записываются в виде

$$a = (\Delta\lambda_R + \Delta\lambda_{st} + \Delta\lambda_w)/\Delta\lambda_D, \quad v = (\Delta\lambda + d)/\Delta\lambda_D,$$

где $\Delta\lambda_R$ – ширина линии вследствие затухания излучения, $\Delta\lambda_{st}$ – штарковская ширина, обусловленная эффектом Ван-дер-Ваальса, d – штарковский сдвиг; $\Delta\lambda_w$ вычисляется по приближенной формуле Унзольда:

$$\Delta\lambda_w = \lambda^2/4\pi c \cdot C_6^{0.4} \cdot (34 \cdot N(\text{He I})) \cdot (8kT/\pi m_{\text{H}})^{0.3},$$

при этом учитывается уширение линии за счет соударений с нейтральными атомами водорода и гелия. Константа C_6 может быть задана или вычислена по формуле

$$C_6 = 6.5 \cdot 10^{-9} \cdot (((Z+1)^2 + 13.595)/\chi_{up})^{4/5},$$

где Z – заряд иона, χ_{up} – потенциал ионизации с верхнего уровня.

Для учета квадратичного эффекта Штарка в программе KONTUR есть две возможности. Если имеются данные точных расчетов, то для линии задаются зависящие от температуры электронная ударная полуширина w, ионная ударная полуширина α и сдвиг d. Тогда штарковская ширина линии и сдвиг вычисляются в каждой точке по глубине по формулам

$$\Delta\lambda_{st} = 2w \cdot N_e \cdot 10^{-16}(1 + \alpha N_e^{1/4} A),$$

$$d = w \cdot N_e \cdot 10^{-16} \cdot (d/w + \alpha N_e^{1/4} B),$$

где $A = 1.75(1 - 0.75r)$, $B = 2(1 - 0.75r)$ для нейтральных атомов и $A = 1.75(1 - 1.2r)$, $B = 2(1 - 1.2r)$ для ионов, r – дебаевского экранирования,

$$r = 1.85\pi^{1/6} \cdot N_e^{1/6} \cdot (e^2/kT)^{1/2}.$$

Если данные о параметрах w, α, d отсутствуют, то для оценки уширения Штарка принимается аппроксимация $\Delta\lambda_{st} = \lambda^2/4\pi c \cdot C_4 \cdot N_e$, где константа C_4 может быть задана или вычислена по формуле

$$C_4 = 10^{-8} \cdot (((Z+1)^2 + 13.595)/\chi_{up})^{5/2}.$$

При расчете бленд профиль коэффициента поглощения вычисляется отдельно для каждой линии, после чего коэффициенты поглощения суммируются в каждой точке по длине волны и глубине. Для вычисления потока в линии используется суммарный коэффициент поглощения, учитывающий вклад всех линий, образующих бленду.

Алгоритм программы следующий: после ввода параметров элементов, линий и моделей вычисляется поток в континууме в указанной длине волны центра линии с заданным шагом H_0. Затем начинается расчет профиля линии с заданным шагом по $\Delta\lambda$. Сначала вычисляется длинноволновое крыло, потом, если линия ассиметричная, – коротковолновое. В каждой точке по $\Delta\lambda$ вычисляется коэффициент поглощения, поток в линии H_λ и отношение

$$r_\lambda = H_\lambda/H_0.$$

Счет продолжается до тех пор, пока после учета всех бленд r_λ не станет меньше указанного значения. Сразу при нахождении r_λ в каждой точке выполняется интегрирование для вычисления эквивалентной ширины линии:

$$w_\lambda = \int\limits_0^\infty (1 - r_\lambda) d\lambda.$$

Интеграл вычисляется методом Симпсона с переменным шагом, который может изменяться при расчетах изолированных линий и крыльев бленд.

Одновременно с вычислением потока и эквивалентной ширины рассчитывается глубина формирования потока

$$<\tau_\lambda>= \int\limits_0^\infty S_\lambda(t) E_2(t) t dt \Bigg/ \int\limits_0^\infty S(t) E_2(t) dt$$

и глубина формирования эквивалентной ширины

$$<\tau_w>= \int\limits_0^\infty (1 - r_\lambda)\tau_\lambda d\lambda \Bigg/ \int\limits_0^\infty (1 - r_\lambda) d\lambda.$$

Для сравнения теоретических профилей с наблюдаемыми необходимо учитывать уширение линий из-за вращения звезд. В программе профиль линии $\Phi(\lambda)$ для вращающейся звезды вычисляется путем свертки профиля $r(\lambda)$, неуширенного вращением, с функцией вращения $G(\Delta\lambda)$:

$$\Phi(\lambda) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} r(\lambda - \Delta\lambda) G(\Delta\lambda) d\Delta\lambda. \tag{4}$$

Функция вращения при законе потемнения диска к краю $I_\theta = I_c((1-\beta) + \beta\cos\theta)$ имеет вид

$$G(\Delta\lambda) = \begin{cases} \dfrac{2(1-\beta)(1-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_L)^2)^{1/2} + 1/2\pi\beta(1-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_L)^2)}{\pi\Delta\lambda_L(1-\beta/3)}, & |\Delta\lambda| \le \Delta\lambda_L, \\ 0, & |\Delta\lambda| > \Delta\lambda_L, \end{cases}$$

где $\Delta\lambda_L = \lambda \cdot v/c \cdot \sin i$.

Интеграл (4) вычисляется методом трапеций с шагом в 1 пм, пределы интегрирования определяются нулями функции $G(\Delta\lambda)$.

В последнем варианте программы KONTUR реализована также возможность проводить свертку профиля линии $G(\Delta\lambda)$ с инструментальным профилем. При этом принимается, что инструментальный профиль имеет форму гауссианы:

$$\phi(\Delta\lambda) = A \cdot \exp(-\Delta\lambda/\sigma)^2,$$

где $A = 1/\sqrt{\pi}\sigma$, σ – полуширина инструментального профиля. Вычисления проводятся как при учете уширения вращением, но интегрирование по $\Delta\lambda$ здесь прерывается, когда $\phi(\Delta\lambda)$ становится меньше 0.01.

При расчете линейчатых спектров учитывается уширение, обусловленное естественным затуханием, линейным и квадратичным эффектом Штарка, эффектом Ван-дер-Ваальса, эффектом Зеемана и вращением звезды как целого. Программное определение коэффициентов прямой регрессии для величин $\lg N$ (элемента) от эквивалентной ширины соответствующей линии позволяет достаточно объективно определить микротурбулентную скорость в атмосферах звезд. То же самое для зависимостей $\lg N$ от фактора Ланде для линий какого-либо элемента примерно одинаковых эквивалентных ширин дает возможность определения напряженности магнитного поля в атмосфере звезды. Исследование о Peg и ϕ Her этим методом позволило определить различие в природе металличности этих двух металлических звезд.

РАСЧЕТЫ ДИНАМИКИ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ И СУММАРНОГО СПЕКТРА

Программы расчетов суммарного спектра кратной системы позволяют разделить наблюдаемый спектр покомпонентно совместно с определением параметров каждого из компонентов. Одновременный расчет динамических характеристик орбит дает исходные данные для такого расчета.

Алгоритм расчета динамики описан ниже.

Массы компонентов системы: $M_1/M_\odot$, $M_2/M_\odot$, a – большая полуось относительной орбиты, $a = a_1 + a_2$, где a_1 и a_2 – полуоси эллипсов абсолютного движения компонентов вокруг центра тяжести системы, $M_1/M_2 = a_2/a_1$, следовательно $a_1 = a/(1 + M_1/M_2)$.

Секториальная скорость компонента определяется равенством $f = 1/2 \cdot r^2 \cdot d\theta/dt$ и по второму закону Кеплера постоянна.

Расстояние компонента от фокуса соответствующего эллипса определяется радиусом-вектором и равно $r = a(1 - e^2/(1 + e \cdot \cos\theta)$.

Соотношение между фазой периода $\Phi = t/P$ и угловым положением компонента θ можно получить из второго закона Кеплера

$$\int f \cdot dt = 1/2 \int r^2 \cdot d\theta = \pi a \cdot b \cdot t/P.$$

Последнее дает

$$\Phi = (2\pi a \cdot b)^{-1} \int b^4 \cdot a^{-2}/(1 + e \cdot \cos\theta) \cdot d\theta = (1 - e^2)^{3/2}/(2\pi) \int (1 + e \cdot \cos\theta)^{-2} \cdot d\theta.$$

После интегрирования получим:

$$\Phi = (1 - e^2)^{1/2}/(2\pi) \cdot (2/(1 - e^2)^{1/2} \cdot \mathrm{arctg}(\mathrm{tg}(\theta/2) \cdot (1 - e)/(1 - e^2)^{1/2}) - e \cdot \sin\theta/(1 + e \cdot \cos\theta)).$$

Величина скорости движения компонента по эллипсу определяется по формуле:

$$V = ((r \cdot d\theta/dt)^2 + (dr/dt)^2)^{1/2},$$

где $r \cdot d\theta/dt = (2\pi/P) \cdot (a \cdot b/r)$ и $dr/dt = (2\pi/P) \cdot b \cdot \sin\theta/(1 - e^2)$.

С другой стороны, период вращения системы определяется общим соотношением через массы компонентов и большую полуось относительного движения:

$$2\pi/P = (G \cdot (M_1 + M_2)/a^3)^{1/2}.$$

Таким образом, абсолютное значение скорости движения каждого из компонентов по своему эллипсу можно записать в виде

$$V_{1,2} = (G \cdot (M_1 + M_2)/a^3)^{1/2} \cdot a_{1,2} \cdot ((1 + 2e\cos\theta + e^2)/(1 - e^2))^{1/2}.$$

Для вычисления наблюдаемого значения лучевой скорости каждого из компонентов разложим полученное значение скорости на составляющие, перпендикулярную к большой полуоси ($V_\perp$) и параллельную ей ($V_\|$):

$$V_\perp = V \cdot (e + \cos\theta)/(1 + 2e\cos\theta + e^2)^{1/2},$$

$$V_\| = V \cdot \sin\theta/(1 + 2e\cos\theta + e^2)^{1/2}.$$

Тогда наблюдаемое значение лучевой скорости каждого из компонентов будет равно

$$V_r = (V_\perp \cdot \cos(180^\circ - \omega) + V_\| \cdot \cos(90^\circ - \omega)) \cdot \sin i,$$

где i – угол наклонения плоскости орбиты к картинной плоскости, а ω – угол между линией узлов и большой полуосью эллипса движения.

РАСЧЕТ ЯДЕРНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ВЕЩЕСТВА В ЗВЕЗДЕ

При расчетах ядерной эволюции рассчитываются изменения содержания элементов в результате выгорания водорода в pp- и CNO-циклах и выгорание He в реакциях тройного альфа-процесса и в реакциях $^{12}C + {}^{4}He$, $^{16}O + {}^{4}He$, $^{20}Ne + {}^{4}He$. Программы позволяют включать горение в ядре и слоевом источнике с перемешиванием между ними. Эти программы используют для анализа систем, компонентами которых являются экстремальные гелиевые звезды типа ν Sgr и KS Per.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсуждаемый комплекс программ рассчитан на анализ спектрального материала с высоким разрешением и отношением сигнал/шум 100 и выше. Такой материал доступен при наблюдениях на 2-м телескопе МЦ АМЭИ с эшельным спектрометром в фокусе кудэ. Такой же спектральный материал мы получаем и на телескопах САО РАН, что позволяет проводить комплексные синхронные наблюдения, а применение описанного программного комплекса способствует проведению адекватных исследований физики и эволюции звезд.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 01-07-90183 и № 00-02-16213-а).

[1] SAO Spec. Rept.–1971.–**309**.

[2] *Harris D. L.* On the line-absorption coefficient due to Doppler effect and damping // Astrophys. J.–1948.–**108**, N 1.–P. 112–115.