

УДК 524.3—355—62

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ОБОЛОЧКЕ P Cyg

Как впервые было отмечено в работе Кастора [1], электронное рассеяние может служить механизмом, ответственным за существование широких крыльев у некоторых эмиссионных линий в спектрах многих звезд типа WR. А. Бернат и Д. Ламберт пытались этим механизмом объяснить эмиссионные крылья линий H_α , H_β , He I 5876 Å, He I 7065 Å, в спектре P Cyg [2]. Широкие эмиссионные крылья (~ 40 Å) были найдены у линий H_α и H_β в спектре звезды S Cra, которая принадлежит к классу звезд типа YY Ori [3]. Описанный в [4] не-ЛТР эффект может обеспечить появление эмиссии шириной лишь несколько доплеровских скоростей, т. е. порядка нескольких Å. В случае же P Cyg ширина эмиссионных крыльев составляет десятки ангстрем, и столь широкие крылья может обеспечить в условиях P Cyg лишь электронное рассеяние. Проблема электронного рассеяния в атмосфере P Cyg подробно исследовалась в работе [2]. В этой работе было показано, что электронное рассеяние является единственным механизмом, обеспечивающим сильные крылья у линий водорода и гелия в спектре P Cyg. Анализируя CCD-наблюдения P Cyg летом 1990 г., выполненные О. Штаалом и группой в Гельдерберте [5], мы обнаружили изменение интенсивностей эмиссионных крыльев линий H_α , H_β , He I по сравнению с наблюдениями Берната и Ламберта в 1977 г. Профиль линии H_α показан на рис. 1.

Для количественных оценок мы пользовались техникой Кастора, которая широко используется другими авторами. Суть ее заключается в следующем. Если на плоскопараллельный слой, состоящий из электронов, такой, что оптическая толщина его по томсоновскому рассеянию $\tau_e < 1$, падает излучение в эмиссионной линии с профилем $a(x)$, то профиль выходящего излучения $\Phi(x)$ будет определяться выражением:

$$\Phi(x) = (1 - \tau_e) \cdot a(x) + \tau_e \int_{-\infty}^{\infty} a(x') R(xx') dx',$$

где

$$R(xx') = \frac{1}{W} \operatorname{ierfc} \left(\frac{x - x'}{2W} \right)$$

есть функция перераспределения фотонов при рассеянии на максвелловских электронах [7].

Здесь

$$\operatorname{ierfc}(x) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} - x \cdot \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt,$$

при этом W — электронная доплеровская ширина, равная

$$W = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}},$$

где ν_0 — частота кванта в системе отсчета связанного с наблюдателем, m — масса электрона, T — температура газа, x — безразмерная частота.

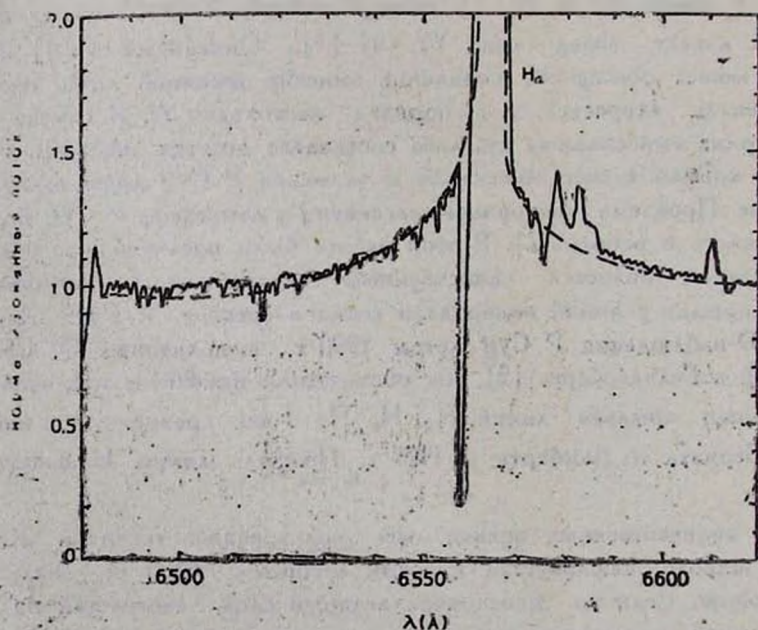


Рис. 1. Сравнение теоретического (пунктирная линия) и наблюдаемого профилей крыльев линии H_{α} .

Повторяя расчеты, выполненные в работе [2], и варьируя свободными параметрами, мы добились согласия теоретического и наблюдаемого профилей N_e , взяв $T=1200\text{ K}^\circ$ и $\tau_e=0.38$. В 1977 г. для N_e было получено $\tau_e=0.2$ при $T=9200\text{ K}^\circ$. Мы видим, что оно увеличилось почти вдвое.

Таблица 1

Линия	Скорость коротковолнового компонента (км/с)		Полная ширина эмиссионных крыльев (км/с)		Эквивалентная ширина (Å)	
	1977 г.	1990 г.	1977 г.	1990 г.	1977 г.	1990 г.
H_α 6563	—229	—229	2300	4000	13.0	22.4
H_β 4861	—200	—205	1950	3080	2.7	4.2
H_γ 1 5015	—182	—195	—	2990	1.9	3
H_γ 1 5876	—145	—240	2400	3060	4.6	7.5

В табл. 1 приведены основные характеристики некоторых линий из работы [2] и наши новые измерения. Из таблицы хорошо видно, что ширины крыльев всех линий увеличились, что объясняется увеличением τ_e и, следовательно, темпом потери массы. Эти расчеты очень грубы, чтобы точно оценить, например, насколько увеличилась плотность в оболочке и. т. д. Но качественное изменение интенсивности и ширины эмиссионных крыльев можно объяснить изменением τ_e в оболочке звезды. Это также ясно из следующих соображений. Так как

$$\tau_e = \sigma_e \int N_e dR,$$

где σ_e —коэффициент томсоновского рассеяния, а N_e —электронная плотность, равная

$$N_e = \frac{\rho}{m_H \mu},$$

где ρ —плотность газа, m_H —масса атомов водорода, μ —относительное содержание водорода в атмосферном газе и если мы напишем, что

$$M = 4\pi R^2 \cdot \rho \cdot v,$$

то:

$$\tau_e = \frac{\sigma_e}{m_H \mu} \int \rho dR.$$

Здесь v —скорость расширения оболочки.

Если в далеких слоях оболочки принять $v = v_*$,
то

$$\tau_* = \frac{a_* M}{4\pi m_* \mu R_* v_*}$$

здесь R_* — внутренний радиус излучающей оболочки, v_* — звуковая скорость звездного ветра. Последняя формула груба, но с ее помощью можно если известно τ_* , и наоборот. Как известно, M меняется как вследствие непрерывного истечения материи из звезды (звездный ветер), так и вследствие дискретных выбросов оболочек с массой $\sim 10^{-5} M_\odot$ с частотой 1 об/месяц [6]. Вопрос о механизме истечения, ответственного за наблюдаемые изменения крыльев, остается открытым из-за отсутствия достаточного количества необходимых наблюдений.

В заключение мы благодарим д-ра О. Штаала за предоставление спектров P Cyg.

18 декабря 1990

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Армская обсерватория
(Сев. Ирландия)

Г. Л. ИСРАЕЛЯН, М. де ГРУТ

Electron Scattering in the Expanding Atmosphere of P Cygni. Hydrogen and helium lines in the spectrum of P Cygni were observed in 1977 by Bernat and Lambert. Profiles have emission components and show extended emission wings reaching up to 1000 km/s. New CCD observations by O. Stahl et al in 1990, show that the intensity and width of wings become changed. We estimate the electron-scattering optical depth from the strength of the observed wings.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. I. Castor, L. F. Smith, D. Van Blerkom, *Astrophys. J.*, **159**, 1119, 1970.
2. A. P. Bernat, D. L. Lambert, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **90**, 520, 1978
3. O. Stahl, B. Wolf, *Astron. and Astrophys.*, **90**, 338, 1980.
4. J. Hubeny, C. Lethner, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **101**, 114, 1989.
5. O. Stahl, H. Mandel, Th. Szelfert, B. Wolf, F. Zhao, *Astron. and Astrophys.*, 1990 (in press).
6. Van den Oord et. al., *Radio Stars*, eds. R. M. Hjellming, D. M. Gibson, 1985, p. 111.
7. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Мир, М., 1982.