

УДК 524.37

Вплив зоряного вітру на емісійний лінійчатий спектр планетарних туманностей

Н.В. Гаврилова, О.В. Рокач

Кафедра астрофізики Львівського національного університету

Досліджено вплив зоряного вітру ядра планетарної туманності на емісійний лінійчатий спектр оболонки. Розроблено методику корекції гідростатичних моделей атмосфер ядер планетарних туманностей. Використовуючи цю методику, для семи значень ефективної температури з діапазону 40000–100000 К для ядра планетарної туманності з масою 0.6 сонячних мас були розраховані по дві фотоіонізаційні моделі свічення – для моделей атмосфер Клегга–Міддлемаса без врахування зоряного вітру та ті ж моделі, скоректовані за присутність зоряного вітру. Для розрахунку моделей була використана програма Г.Ферланда CLOUDY94.

ВЛИЯНИЕ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА НА ЭМИССИОННЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ СПЕКТР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ, Гаврилова Н.В., Рокач О.В. – Исследовано влияние звездного ветра ядра планетарной туманности на эмиссионный линейный спектр оболочки. Разработана методика коррекции гидростатических моделей атмосфер ядер планетарных туманностей. Используя эту методику, для семи значений эффективной температуры из диапазона 40000–100000 К для ядра планетарной туманности с массой 0.6 солнечных масс были рассчитаны по две фотоионизационные модели свечения – для моделей атмосфер Клегга–Миддлемаса без учета звездного ветра и те же модели с учетом наличия звездного ветра. Для расчета моделей была использована программа Г.Ферланда CLOUDY94.

THE STELLAR WIND INFLUENCE ON PLANETARY NEBULA EMISSION LINE SPECTRA, by Havrylova N.V., Rokach O.V. – The influence of planetary nebula nucleus stellar wind on the shell emission line spectra was analysed. The method of hydrostatic atmosphere models correction of planetary nebula nucleus was developed. Using this method the photoionization models were calculated for two cases – for Clegg and Middlemass atmosphere models without stellar wind and for the same models where stellar wind was taking into account. All that models were calculated for seven effective temperatures from the range 40000–100000 K and for planetary nebula nucleus with mass that is equal 0.6 solar mass. The CLOUDY94 Ferland's code was used for the models calculating.

Для розрахунку коректної фотоіонізаційної моделі свічення (ФМС) планетарної туманності (ПТ) необхідно вибрати відповідний спектр іонізуючого джерела L_* . Очевидно, що найбільш реалістичними у випадку центральних зір ПТ є не-ЛТР моделі їх атмосфер. Такі моделі дають розподіл енергії у спектрі центральних зір ПТ за $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$, який суттєво відрізняється від традиційного чорнотільного, особливо в діапазоні хвиль з $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$. Крім того, загальну картину ускладнює той факт, що для ядер ПТ з ефективними температурами $40\,000 \text{ K} < T_{\text{эф}} < 100\,000 \text{ K}$ теоретичні розрахунки і спектроскопічні спостереження показують наявність швидкого ($\sim 1000 \text{ км/сек}$) зоряного вітру, який суттєво змінює потік іонізуючих квантів у далекому УФ-діапазоні.

Метою роботи було дослідити вплив зоряного вітру ядер ПТ на розрахунок їх ФМС, і в першу чергу на емісійний лінійчатий спектр (ЕЛС).

На сьогоднішній день одними з найчастіше вживаних моделей ядер ПТ є моделі атмосфер Клегга та Міддлемаса (КМ) [1]. Нажаль, це чисто не-ЛТР моделі для зір, що знаходяться в стані гідростатичної рівноваги, тобто без зоряного вітру. З іншого боку, найбільш фізично-повними є моделі атмосфер, порашовані т.зв. “мюнхенською групою” – Габлером, Кудрицькі та Мендезом [2]. Ці моделі крім коректного врахування зоряного вітру включають і сферичне розширення самої атмосфери зорі, тобто є

не тільки не-ЛТР, але і не гідростатичними. Нажаль, автори не опублікували самих моделей атмосфер, а тільки сітку так званих занстрівських співвідношень $Z(\text{Hell})$, тобто відношення кількості іонізуючих квантів з $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$ до потоку на одній зі спостережуваних довжин хвиль. Проте цього достатньо, щоб скорегувати гідростатичні моделі КМ, тобто саме таким методом врахувати наявність зоряного вітру.

Розроблена нами методика корекції гідростатичних моделей атмосфер досить проста. Спочатку ми рахуємо відповідне занстрівське співвідношення для гідростатичної моделі атмосфери. Ця величина здебільшого суттєво відрізняється від наведеної у [2] – різниця доходить до 3 порядків величини. Залишається тільки “підняти” чи “опустити” спектр з гідростатичної моделі на ділянці з $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$ таким чином, щоб нове занстрівське співвідношення співпадало із заданим у [2]. На практиці це реалізується наступним чином. Перш за все ми апроксимуємо гідростатичну модель атмосфери на ділянці $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$ степеневим спектром $F_\nu = F_0 (v/v_0)^\alpha$. Щоб зберегти кольорову температуру для цього діапазону, початкову гідростатичну модель на цій ділянці ми за допомогою методу найменших квадратів (у логарифмічних координатах) апроксимуємо прямою лінією. Кутовий коефіцієнт такої прямої дає нам спектральний індекс α . Потім, не змінюючи спектрально індексу (тобто зберігаючи розподіл іонізуючих квантів в цьому діапазоні), ми вибираємо потік на 228 \AA таким чином, щоб пораховане по такому степеневому закону занстрівське співвідношення співпадало зі співвідношенням з моделі з зоряним вітром.

Таблиця 1. Відносні зміни інтенсивностей спектральних ліній $J = 100(I_w - I)/I_w$

Лінії, A/D228	мод. 1	мод. 2	мод. 3	мод. 4	мод. 5	мод. 6	мод. 7
	2.613	2.725	2.367	1.222	-0.217	-0.637	-0.094
S V 1198					-11.1111	-159.09	-10.2273
S V 1188						-165.385	-10.2804
СП 1335	-0.1488	0.0656	-0.2660	0.2283	0.4199	31.0656	9.1592
ОІІ 1665	0.0000	0.8000	-0.1481	0.4028	-2.2996	27.0651	8.2009
НІІ 1750	0.5494	1.2862	3.0769	1.6827	-6.8834	-47.9452	0.3251
СІІІ 1909	0.1743	1.1752	2.5090	1.4491	-5.5305	-18.2239	4.2347
СІІ 2297	0.0000	0.1221	-0.5804	0.0693	0.4484	18.9242	5.2775
СІІІ 2296	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	19.3182	4.8387
СІІ 2326	0.2557	0.8403	1.7241	1.4815	-4.6512	0.0000	6.2857
ОІІ 3726	0.0000	-1.0076	-2.6230	-0.3788	2.0921	56.0185	14.1026
ОІІ 3729	0.0000	-1.1173	-3.0303	-0.6024	2.3529	56.2130	13.6364
NeІІІ 3869	0.0949	0.5862	0.8182	0.6678	-1.5120	31.2437	10.1937
NeІІІ 3968	0.0630	0.6078	0.8328	0.6517	-1.5028	31.2561	10.1957
ОІІІ 4363	0.5000	0.4926	-0.3185	0.1195	-1.0120	33.0615	8.4960
HeІ 4471	-0.2066	-2.3207	-9.4382	-4.0860	9.8930	76.2162	12.1212
HeІІ 4686	100.0	93.4641	94.2801	77.5748	-32.2206	-43.6150	-0.9911
NeІV 4725	0.2342	0.8081	0.7138	0.5893	-1.0000	36.4047	12.2727
ArІV 4711	0.0000	0.8114	0.6803	0.5464	-1.0046	36.4677	12.1312
ArІV 4740	0.4237	0.8048	0.7508	0.6394	-1.1062	36.1616	12.2699
ОІІІ 5007	0.0411	-0.2872	-2.3037	-0.5938	1.9755	52.8479	12.1563
СІІІІ 6312	0.0000	0.0000	-6.6667	100.0			
НІІ 6584	0.0000	-0.2212	0.0000	0.0000	-1.7094	13.3333	6.1856
НІІ 6548	0.0000	0.0000	0.0000	1.9608	0.0000	14.6341	6.0606
ArV 7005					-46.8354	-206.803	-1.5884
ArІІІ 7135	-0.1048	-0.9940	-2.0958	-0.3817	1.8182	56.3158	16.9492
ArІV 7171			0.0000	6.6667	0.0900	25.0000	13.3333
ArІV 7237				0.0000	-7.1429	27.7778	100.0
ArІV 7263				0.0000	0.0000	25.0000	15.3846
СІІІІ 9532	-0.0440	-0.6892	-0.7947	0.0000	0.6309	36.7858	9.5890
СІІІ 9069	-0.0546	-0.7776	-0.9868	0.0000	0.7812	37.1681	10.1695
NeІІ 12819	0.0000	0.0000	0.0000	-0.0623	0.1256	1.2731	0.1952

Таким чином, ми змінюємо число іонізуючих квантів в діапазоні з $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$, не змінюючи кольорової температури початкової моделі. На рис. 1 представлено розподіл енергії для чотирьох моделей атмосфер для зір із різними температурами. Неперервною лінією позначено оригінальні моделі КМ, штриховою – моделі скоректовані за присутність зоряного вітру, а пунктиром – потік чорнотільного випромінювання для відповідної ефективної температури. Як видно з рисунка, вплив зоряного вітру призводить до того, що для обраної нами маси ядра туманності для зір з температурами $T = 40000\text{--}75000 \text{ K}$ спостерігається надлишок фотонів в спектральному діапазоні з $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$, а для більш високих

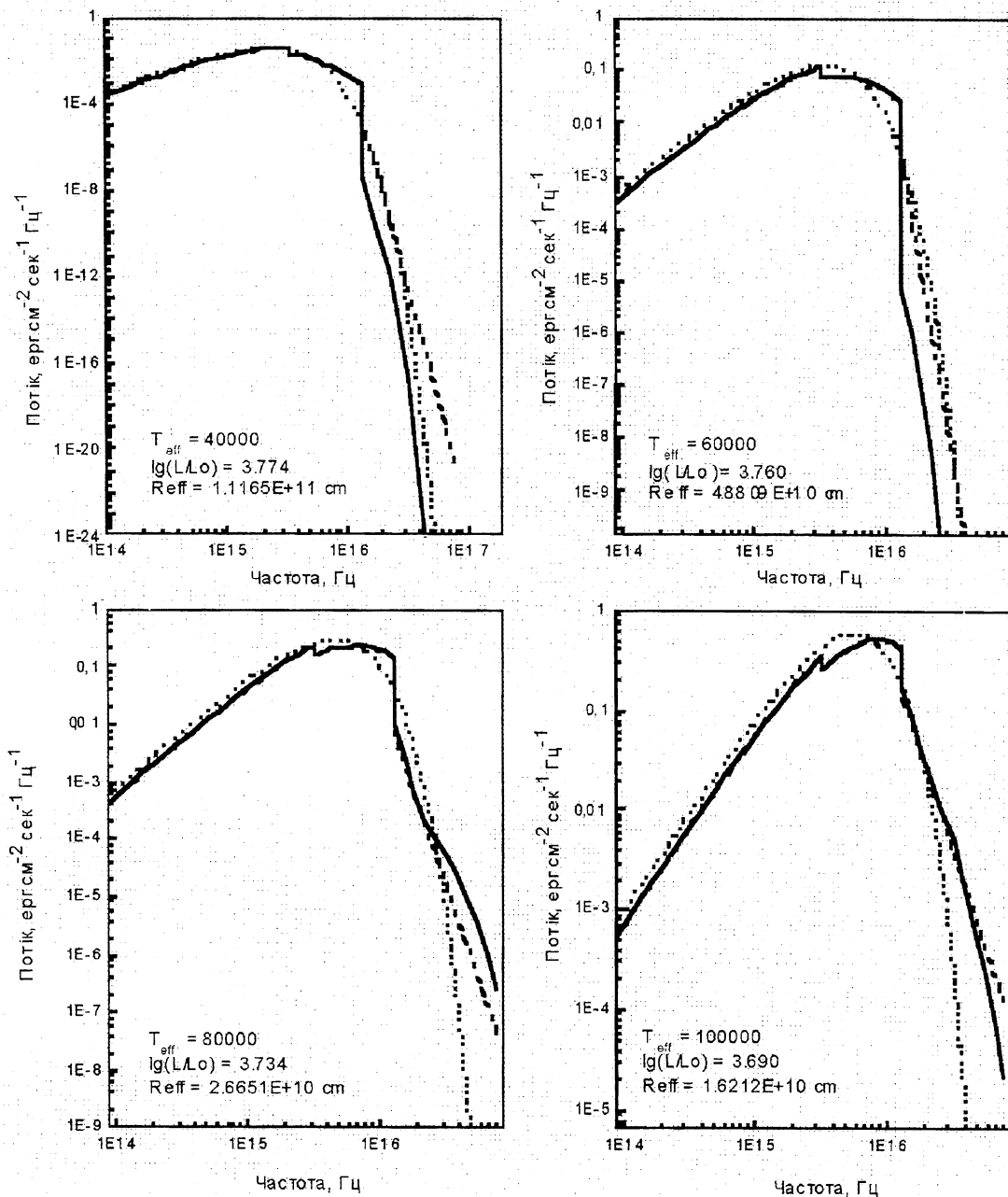


Рис. 1. Розподіл енергії для чотирьох з семи використаних нами моделей атмосфер. Неперервною лінією позначено оригінальні моделі Клейга – Міддлсмаса, штриховою – моделі скоректовані за присутність зоряного вітру, пунктиром – чорнотільний спектр для відповідної ефективної температури.

температур ($T \sim 75000-100000$ К) – недостаток фотонів (хоча і не такий помітний) у цьому ж діапазоні. Таким чином, цей ефект залежить від величини температури і прискорення вільного падіння для зорі, значення яких використовуються в розрахунку конкретної моделі.

Для дослідження впливу зоряного вітру на ЕЛС моделей свічення оболонки ПТ було вибрано сім значень T_{ef} на еволюційному треку [3,4] для маси 0.6 сонячних мас: $T = 40000, 50000, 60000, 70000, 80000, 90000, 100000$ К. Для кожної з тих температур фотоіонізаційним кодом Г.Ферланда CLOUDY94 [5] було пораховано по дві моделі – одна для моделі атмосфери КМ без вітру і одна для атмосфери КМ з вітром. Для всіх моделей маса оболонки туманності приймалась рівною 0.05 сонячних мас, зі сталою густиною і швидкістю розширення 15 км/сек. Відношення зовнішнього радіуса до внутрішнього приймалося рівним 1.25 і протягом розширення оболонки залишалось постійним. Густина газу змінювалась з часом таким чином, щоб зберігалась постійною маса оболонки.

Для кожної з пари наших моделей (без вітру та з вітром) пораховано інтенсивності вибраних спектральних ліній, найбільш часто вживаних для діагностики небулярного газу, а також рахувалась величина $J = 100(I_w - I)/I_w$, де I_w – відносна інтенсивність лінії для моделі з вітром, I – відносна інтенсивність лінії для моделі без вітру. Величина $J = 100.0$, якщо дана лінія присутня тільки в моделі з врахуванням вітру і відсутня для моделі без вітру, $J = 0$ при $I_w = I$. Результати представлені в табл.1. Тут в кол.1 вказано вибрані для аналізу лінії, в кол.2–8 – значення J і значення величини D_{228} ($D_{228} = \lg Q(228)_w - \lg Q(228)$, де $Q(228)$ – число фотонів з $\lambda \leq 228$ Å) для розрахованих моделей. Аналізуючи значення J слід відмітити, що коли присутній надлишок фотонів у діапазоні $\lambda \leq 228$ Å ($D_{228} > 0$), то величини J для заборонених ліній здебільшого від'ємні (тобто $I > I_w$), а для рекомбінаційних та інтеркомбінаційних – додатні (тобто $I < I_w$). При недостатку фотонів з $\lambda \leq 228$ Å ($D_{228} < 0$) картина є протилежною. На наш погляд це можна пояснити так: при надлишку жорстких фотонів населеності метастабільних рівнів починають зменшуватись за рахунок вимушеного випромінювання і, відповідно, зменшуються інтенсивності лінії. Для рекомбінаційних ліній процеси вимушеного випромінювання практично не впливають на населеності енергетичних рівнів (при небулярних параметрах), а надлишок фотонів призводить до вищого ступеня іонізації і, відповідно, до більшої кількості рекомбінацій. Характер зміни параметра J для вибраних спектральних ліній показаний на рис.2. Слід зауважити, що при $D_{228} > 1$ зоряний вітер впливає в основному на інтенсивність лінії HeII $\lambda 4686$. При $D_{228} < 1$ вплив вітру на зміни ЕЛС туманності є значним. Очевидно, що для більш детального вивчення впливу зоряного вітру на ЕЛС ПТ необхідно розрахувати ширшу сітку ФМС.

Автори висловлюють подяку Головатому В.В. та Мелеху Б.Я. за корисні поради і консультації під час написання даної роботи.

1. Clegg R.E.S., Middlemass D., MN RAS. – 1987. – **228**. – P.759–778.
2. Gabler R., Kudritzki R.P., Mendez R.H., Astron. Astrophys. – 1991. – **245**. – P.587–592.
3. Bloeker T., Astron. Astrophys. – 1995. – **297**. – P.727.
4. Bloeker T., Astron. Astrophys. – 1995. – **299**. – P.755.
5. Ferland G.J. Hazy, a Brief Introduction to Cloudy 94. – University of Kentucky, Physics Department Internal Report, 1999.

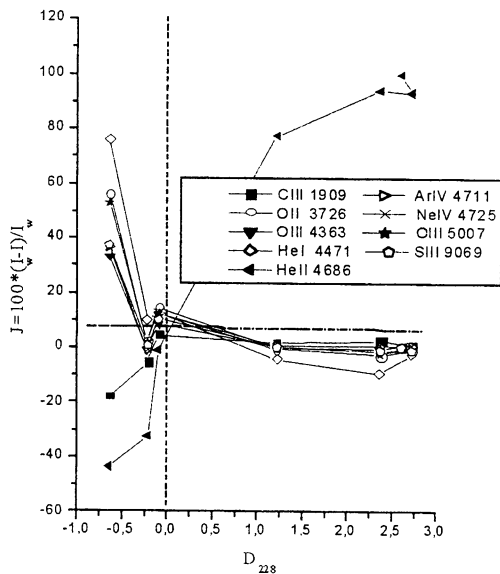


Рис.2. Залежність величини $J = 100(I_w - I)/I_w$ від D_{228}