

УДК: 524.37—355.7

НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ
И ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЯДЕР
ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В. В. ГОЛОВАТЫЙ, В. И. ПРОНИК

Поступила 6 июня 1989

Принята к печати 20 ноября 1989

Получено распределение энергии в спектре излучения ядер планетарных туманностей в области длин волн $\lambda\lambda$ 912—30 А. Изложена методика расчета L_c -спектра и рассмотрены два варианта решения этой задачи. Первый вариант соответствует предположению об одинаковом наклоне спектра за водородным и гелиевым скачками (определялись потоки излучения у λ 912, λ 504, λ 228 А и спектральный индекс α). Второй вариант соответствует предположению отсутствия гелиевых скачков (определялись F_{912A} и спектральный индекс в каждом из трех диапазонов длин волн λ 912—504 А, λ 504—228 А и $\lambda < 228$ А). Обсуждается правдоподобность каждого из вариантов. Найденные спектры сравниваются с соответствующими данными из работы [9], а также с наблюдаемым УФ и оптическим спектром. Показано, что излучение ядер нельзя представить планковской кривой с одной температурой. Определены эффективные температуры ядер, которые сравниваются с данными других авторов.

1. *Введение.* Вопрос о распределении энергии в спектре излучения ядер планетарных туманностей за лаймановским пределом обсуждается в литературе уже на протяжении нескольких десятков лет. Обычно предполагается, что излучение ядер соответствует чернотельному и их континуум за $\lambda \leq 912$ А описывается температурой конкретной звезды T_* . Однако имеется по крайней мере два аргумента, указывающих на то, что излучение ядер в этой области длин волн не является чернотельным. Во-первых, при построении фотоионизационных моделей свечения туманностей возникают трудности в объяснении с помощью одной температуры интенсивностей наблюдаемых в их спектре линий высокого и низкого возбуждения (ионизации). Во-вторых, значения T_* индивидуальных ядер, найденные разными методами, часто заметно различаются между собой. В частности, занстровские температуры, найденные по линиям He II, для большинства ядер примерно в 2—3 раза выше температур, найденных по линиям H-[4, 2].

Различие $T_*(\text{HI})$ и $T_*(\text{HeII})$ обычно объясняется тем, что соответствующие туманности являются прозрачными для звездного излучения λ 912—228 Å и непрозрачными для излучения $\lambda \leq 228$ Å. Тогда реальными считаются более высокие температуры $T_*(\text{HeII})$. Но они не согласуются с соответствующими величинами $T_{\text{эф}}$, найденными по непрерывному спектру ядер в оптической и УФ-областях (значения $T_{\text{эф}}$ близки к $T_*(\text{HI})$ [3]). Адамс и Барлоу [4] отмечают, что ни $T_*(\text{HI})$, ни $T_*(\text{HeII})$ не соответствуют цветным температурам ядер, найденным из сравнения наклона их непрерывного спектра в оптической и УФ-областях с наклоном чернотельного распределения энергии. Имеются также указания на то, что излучение ядер даже в интервале λ 1200—2000 Å не всегда можно представить чернотельной кривой с одной температурой [5].

Прямые наблюдения ядер в этой области спектра отсутствуют; они невозможны из-за поглощения L_c -излучения небулярным газом и межзвездным водородом. Такие наблюдения имеются лишь для Солнца [6] и для нескольких близких белых карликов, например, NZ 43 [7] и то чаще всего они относятся к области мягкого рентгена. Важным источником информации об L_c -спектре являются теоретические модели атмосфер ядер (например, [8]), однако они ненадежны и неизвестны для конкретных туманностей.

Оригинальный способ решения такой задачи предложен в работе [9]. Потоки излучения от ядра на разных λ в интервале $\lambda\lambda$ 912—100 Å определяются по небулярным линиям ионов, находящихся в смежных стадиях ионизации C, N, O, Ne, Ar и S. Этот метод требует наблюдений детального спектра туманности, в том числе очень слабых линий ряда высокоионизованных атомов. К сожалению, такие наблюдения имеются только для небольшого числа туманностей.

Представляет интерес получить и исследовать непрерывный спектр ядер за $\lambda \leq 912$ Å для многих планетарных туманностей. Ниже излагается методика расчета L_c -спектра, основанная на наблюдаемых интегральных потоках в линиях водорода и гелия. Ее применение позволило найти распределение энергии в области $\lambda\lambda$ 912—100 Å для ядер 42 планетарных туманностей.

2. Методика расчетов. Используемая нами методика основана на предположении об ионизационно-рекомбинационном и термическом равновесии газа в туманностях. Наблюдательной основой расчетов являются интегральные потоки от туманности в линиях H_β , λ 4471 He I и λ 4686 He II, исправленные за межзвездное поглощение. Предполагалось, что оптические толщины исследуемых туманностей в частотах лаймановского континуума велики $\tau(X^i) \gg 1$, где X^i относится к H° , He° или He^+ . В дальней-

шесм это предположение подтверждается в результате сравнения вычисленных потоков для λ 912 А с наблюдаемыми потоками от ядер вблизи λ 1500 А.

В соответствии с потенциалами ионизации H^0 , He^0 и He^+ область за λ 912 А мы разбили на три интервала длин волн: $\lambda\lambda$ 912—504 А, $\lambda\lambda$ 504—228 А и $\lambda < 228$ А. Кванты первого интервала поглощаются только атомами H^0 , второго — атомами He^0 , H^0 и третьего — атомами He^+ , He^0 , H^0 (тяжелыми элементами можно пренебречь). Верхнюю границу третьего интервала λ для удобства интегрирования мы приняли равной 22.8 А; ее реальное значение находится вблизи 30—20 А [10]. Распределение энергии в каждом интервале λ определяется величиной потока в начале интервала (F_{912} , F_{504} и F_{228}) и параметром, характеризующим изменение потока с частотой. В планковском представлении таким параметром является температура звезды, в степенной аппроксимации — спектральный индекс α :

$$F_\nu = F_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-3} \frac{e^{\frac{h\nu_0}{kT_*}} - 1}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}; F_\nu = F_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\alpha. \quad (1)$$

С физической точки зрения оба варианта записи F_ν необоснованны. С точки зрения математической, степенное представление спектра более удобное и намного проще планковского. Таким образом, непрерывный спектр ядра в области длин волн короче λ 912 А мы представили шестью параметрами:

$$F_0, \alpha', F_0, \alpha'' \text{ и } F_0, \alpha''',$$

где количество штрихов указывает на порядковый номер интервала λ . Попытка получить из наблюдений L_c -спектр в такой форме записи впервые была предпринята в [11].

При выводе исходных уравнений нами учитывалось диффузное ионизирующее излучение, возникающее при рекомбинациях электронов на основные уровни H^+ , He^+ и He^{++} , на второй уровень иона He^{++} , а также излучение в L_α -линиях атомов HeI и $HeII$ [12]. Число каждого сорта диффузных фотонов равно числу соответствующих рекомбинаций в туманности, приводящих к их образованию, т. е. $N_{рек}(x'_n) = N(x^i) \cdot N_e \cdot C_n(X^i) \cdot V(X^i)$, где C_n — коэффициент рекомбинации на уровень n ; $V(X^i)$ — объем газа, занимаемый ионами H^+ , He^+ или He^{++} .

Величину V мы определяли с помощью соотношения:

$$V(X^i) = 4\pi R^2 \cdot F_\lambda(X^i) \cdot \epsilon_\lambda(X^i) \equiv 4\pi R^2 \cdot F_\lambda(X^i) / N(X^i) \cdot N_e \cdot \alpha_{\lambda, \text{эфф}}(X^i) \cdot h\nu_\lambda(X^i),$$

где F_λ — поток излучения в спектральной линии H_β , HeI или $HeII$ на расстоянии Земли; ϵ_λ — излучательная способность элементарного объема газа туманности в линии $\lambda(X^i)$; $\alpha_{\lambda\lambda'}$ — эффективный коэффициент рекомбинации в линии $\lambda(X^i)$; R — расстояние до туманности. Все вычисления проводились для линий H_β , $\lambda 4471 HeI$ и $\lambda 4686 HeII$. Значения необходимых атомных данных приведены в [13].

В результате исходные уравнения для поглощающих атомов H^0 , He^0 и He^+ с учетом описанных выше процессов запишутся так [12, 14]:

$$\begin{aligned} F_{912} \int_1^{1/81} x^{\alpha'-1} dx + a \cdot F_{504} \int_1^{2/21} x^{\alpha'-1} dx + b \cdot F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha''-1} dx &= A; \\ (1-a) \cdot F_{504} \int_1^{2/21} x^{\alpha''-1} dx + c \cdot F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha''-1} dx &= B; \\ (1-b-c) \cdot F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha''-1} dx &= C, \end{aligned} \quad (2)$$

где $x = \nu/\nu_0(X^i)$; A , B и C — функции наблюдаемых потоков в линиях H_β , $\lambda 4471 HeI$, $\lambda 4686 HeII$ и электронной температуры T_e . Для $T_e = 10000$ К эти функции запишутся [14]:

$$\begin{aligned} A &= [1.39 \cdot F(H_\beta) - [1.73 \cdot a + 0.15] \cdot F(HeI) - 0.19 \cdot F(HeII)] \cdot 10^{-14}; \\ B &= [4.69 - (1-a) \cdot 1.73 \cdot F(HeI) - [0.30 \cdot C + 0.039] \cdot F(HeII)] \cdot 10^{-14}; \quad (3) \\ C &= [0.98 - (1-C) \cdot 0.30 \cdot F(HeII)] \cdot 10^{-14}. \end{aligned}$$

Здесь a и b — доля фотонов соответственно второго и третьего интервалов ($\lambda 504 - 228$ А и $\lambda 228 - 22.8$ А), поглощенных H^0 , а C — доля фотонов $\lambda 228 - 22.8$ А, поглощенных He^0 . Интегрирование ведется в пределах каждого из интервалов λ . Число штрихов указывает на принадлежность к интервалу: $\lambda 912 - 504$ А (один штрих), $\lambda 504 - 228$ А (два штриха) и $\lambda 228 - 22.8$ А (три штриха).

Уравнение энергетического баланса небулярного газа представляется в общем виде [14]:

$$E_{нагр} = E_{охл}. \quad (4)$$

При определении $E_{нагр}$ средние значения энергий электронов, образовавшихся при фотоионизационных H^0 , He^0 и He^+ , взвешивались по количеству ионизаций (равному числу рекомбинаций) в единице объема туманности за единицу времени. Учитывались потери энергии на возбуждение запрещенных линий $\epsilon_{запр}$, при рекомбинациях ϵ_{f-b} и свободно-свободных переходах ϵ_{f-f} на ионизацию и возбуждение H^c электронным ударом ϵ_{H^c} . При обычном содержании пыли к газу по числу частиц

$N_d/N_e \approx 10^{-12}$, охлаждение на пылинках пренебрежимо мало. Вклад $^3\text{H}^+$ эффективен в переходной зоне туманности, где уже имеются атомы H^0 и еще сравнительно много свободных электронов. Считалось, что в этой зоне $T_e = 10000$ К. Для определения числа атомов H^0 использовалось известное соотношение $\text{H}^+/\text{H}^0 \approx \text{O}^+/\text{O}^0$ [13], устанавливающееся в результате эффективного действия реакций перезарядок $\text{O}^+ + \text{H}^0 \approx \text{O}^0 + \text{H}^+$. Величина O^+/O^0 определялась из отношения интенсивностей небулярных линий $[\text{O II}]/[\text{O I}]$ по известным N_e и T_e обычным способом. В тех случаях, когда линия $[\text{O I}]$ в туманности не наблюдалась, величина H^+/H^0 принималась равной 2,5 (среднее из найденных значений для отдельных туманностей).

Выражения для коэффициентов a , b и c приведены в работе [14]. Их численные значения зависят от интенсивностей линий $\text{H}\beta$, $\lambda 4471$ He I , $\lambda 4686$ He II и показателя спектра α . Расчеты показали: для разных туманностей величина a находится в пределах 0.10 — 0.75, $b \approx 10^{-5} - 10^{-2}$, $c \approx 0.01 - 0.4$; для большинства туманностей $a \approx 0.5$, $b \approx 10^{-3}$, $c \approx 0.1$.

Величины $\epsilon(\text{H}^0)$, $\epsilon(\text{He}^0)$ и $\epsilon(\text{He}^+)$ определяются только средней энергией кванта в каждом из интервалов λ и, следовательно, не зависят от потоков F_{912} , F_{504} и F_{228} . Это обстоятельство существенно упрощает решение поставленной задачи. Неизвестными параметрами в системе уравнений (2) — (4) являются: F_{912} , F_{504} , F_{228} , а также α' , α'' и α''' (потоки в линиях $\text{H}\beta$, He I , He II и параметры a , b , c должны быть известны). Таким образом, для решения системы из четырех уравнений (2) — (4) необходимы еще два дополнительных уравнения. Мы рассмотрели следующие условия, из которых вытекают дополнительные уравнения: 1) условие равного наклона спектра в каждом интервале λ , т. е.

$$\alpha'' = \alpha', \quad \alpha''' = \alpha', \quad (5)$$

2) условие отсутствия скачков при $\lambda 504 \text{ \AA}$ и $\lambda 228 \text{ \AA}$, означающее что

$$F_{504} = F_{912} \left(\frac{912}{504} \right)^{\alpha'}, \quad F_{228} = F_{504} \left(\frac{504}{228} \right)^{\alpha''}. \quad (6)$$

В первом случае (вариант I) неизвестными являются F_{912} , F_{504} , F_{228} и α ; во втором (вариант II) — неизвестные F_{912} , α' , α'' и α''' .

Порядок определения этих параметров следующий. В первом варианте из уравнения баланса энергии (4) находится показатель спектра α , после чего из равенств (2), (3) определяются потоки F_{912} , F_{504} и F_{228} . Во втором варианте сначала задается величина F_{912} и из первого уравнения системы (2) находятся α' . Затем по формуле (6) вычис-

ляется F_{504} и из второго уравнения системы (2) находится α'' . Аналогично определяются F_{228} и α''' . Проверяется, удовлетворяют ли значения α' , α'' и α''' уравнению баланса (4). Если $E_{\text{ингр}} > E_{\text{холл}}$, то F_{912} следует увеличить и повторить процедуру сначала.

Необходимые для расчета L_c -спектров ядер планетарных туманностей потоки в линиях H_{β} , He I и He II , а также другие наблюдаемые характеристики туманностей брались из работы [3, 9, 15—18]. Суммарная интенсивность запрещенных линий в единицах $I(\text{H}_{\beta})$ для большинства туманностей приведена в [2]. Для некоторых из них величина $\Sigma I(\lambda)/I(\text{H}_{\beta})$ оценивалась по зависимости между $\Sigma I(\lambda)/I(\text{H}_{\beta})$ и суммарной интенсивностью небулярных линий $[\text{OII}] + [\text{OIII}]$, построенной по данным из [2, 19—25].

3. *Результаты вычислений.* Найденные из уравнений (2)—(6) значения параметров F и α , характеризующих распределение энергии в спектре излучения ядер за λ 912 А, для 42 планетарных туманностей приведены в табл. 1 для обоих вариантов. Анализ данных варианта 1 указал на существование скачков у λ 504 А и λ 228 А. Абсорбционный скачок у λ 504 А характерен для ядер всех изученных нами туманностей, а у λ 228 А — лишь для некоторых из них; у многих ядер скачок на длине волны 228 А отсутствует и даже становится эмиссионным, например, в случае NGC 40. Существование больших эмиссионных скачков у некоторых ядер на λ 228 А сомнительно, поскольку теоретические модели атмосфер допускают наличие только небольших положительных скачков. Не исключено, что положительный скачок у λ 228 А является результатом слишком грубого предположения равенства $\alpha''' = \alpha'$. Наблюдаемый избыток квантов в третьем интервале длин волн может создаваться не за счет положительного скачка на λ 228 А, а может быть обусловлен либо весьма пологим непрерывным спектром ядер за λ 228 А, простирающимся вплоть до λ 40—50 А, либо же избытком L_c -излучения в этой области длин волн. Реальное распределение энергии в спектре ядер за λ 912 А, возможно, занимает среднее положение, т. е. находится в области, ограниченной двумя вариантами его определения (заштрихованная область на рис. 2).

В качестве аргументов, свидетельствующих о наличии эмиссионных скачков у некоторых ядер на λ 228 А, в работе [14] рассматривались корреляции между величиной скачка $D_{228} = F_{228}/2.21^{\alpha''} \cdot F_{504}$, с одной стороны, и отношением интенсивностей λ 4686 $\text{HeII}/\text{H}_{\beta}$ или температурой звезды T_* , с другой. Однако такая корреляция может быть обусловлена также избытком квантов с длиной волны $\lambda \ll 228$ А.

Эффективная длина волны таких квантов может быть существенно короче 228 А, что следует из корреляции между величиной D_{228} и

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ
ТУМАННОСТЕЙ ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ

Туман- ность NGC	I вариант				II вариант			
	F_{912}	F_{714}	F_{225}	α	F_{912}	α'	α''	α'''
1	2	3	4	5	6	7	8	9
40	4.8-24	5.6-25	8.8-25	-2.3	9.9-24	-6.1	-1.0	-1.0
1535	1.1-24	2.6-25	4.8-26	-0.48	1.1-24	-0.30	-4.5	+0.10
2392	1.4-24	2.0-25	2.5-25	-0.84	7.7-25	-1.1	-10:	+0.10
2452	3.2-25	8.9-25	3.5-26	-0.34	3.8-25	-0.90	-3.0	+0.10
272	7.0-25	3.0-26	1.6-25	-0.78	1.5-24	-5.7:	-3.6:	0:
287	1.4-24	3.4-25	9.9-26	-0.27	1.5-24	-0.50	-3.7	+0.20
3132	1.8-24	4.9-25	1.4-25	-0.75	1.8-24	-0.65	-3.5	0
3211	4.3-25	5.8-26	9.9-26	-0.76	1.2-24	-5.5	0	0
3242	4.6-24	6.0-25	5.3-25	-0.84	7.1-24	-2.4	-2.1	-0.20
3587	9.9-25	2.3-25	5.1-26	-0.46	1.0-24	-0.60	-4.1	+0.10
3918	3.9-24	1.1-24	4.0-25	-0.32	4.3-24	-0.60	-3.3	+0.20
4361	2.2-24	2.0-25	1.9-25	-1.5	4.2-24	-4.4	-2.4	+0.20
5315	3.4-24	8.9-25	1.4-25	-0.91	3.1-24	-0.50	-3.8	-0.50
6210	2.2-24	7.3-25	3.3-26	-0.34	1.9-24	+0.25	-3.6	-2.1
6543	8.7-24	1.6-24	1.3-25	-1.8	6.2-24	-0.40	-6.0	-0.15
6565	3.3-25	7.0-26	1.2-26	-0.68	3.2-25	-0.55	-4.8	+0.20
6572	8.0-24	2.3-24	1.7-25	-0.29	7.4-24	-0.10	-3.4	-1.4
6629	1.7-24	5.7-25	0	-0.61	1.6-24	-0.45	-2.8	-10:
6644	3.7-25	1.3-25	2.4-26	+0.01	4.1-25	-0.32	-2.8	-0.32
6741	1.9-25	5.2-26	1.7-26	+0.04	1.8-25	+0.05	-3.8	+0.65
6751	5.1-25	2.9-25	8.5-26	-1.8	3.9-25	-0.85	-0.95	-2.2
6778	6.2-25	1.7-25	2.3-26	-0.60	5.8-25	-0.40	-3.6	-0.65
6818	1.1-24	1.6-25	2.5-25	-0.89	2.4-24	-4.5	-0.80	+0.20
6826	2.5-24	8.0-25	1.8-27	-0.50	2.5-24	-0.50	-2.8	-10:
6853	1.4-23	3.0-24	2.0-24	-1.2	1.7-23	-2.0	-2.6	+0.10
6886	1.1-24	3.2-25	1.0-25	-0.01	1.2-24	-0.30	-3.8	+0.60
6891	1.3-24	3.0-25	1.2-25	-1.3	1.8-24	-2.6	-1.6	-0.90
7009	5.2-24	1.5-24	2.3-25	-0.43	5.2-24	-0.40	-3.5	-0.40
7026	2.6-24	5.6-25	1.8-25	-0.93	2.2-24	-0.55	-5.5	+0.60
7027	2.2-23	5.9-24	1.4-24	+0.55	2.6-23	0	-4.1	+0.77
7662	4.0-24	7.1-25	6.5-25	-0.95	6.8-24	-3.2	-2.1	+0.30
IC 351	3.4-25	6.6-26	4.0-26	-0.92	5.0-25	-2.4	-2.7	+0.15
418	1.4-23	3.1-24	1.7-25	-0.91	1.4-23	-0.65	-6.2	+0.15

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
2003	2.0—25	3.0—26	4.4—26	-1.6	2.3—25	-2.2	-4.2	+0.65
2165	1.6—24	3.2—25	2.4—25	-0.75	2.3—24	-2.3	-2.5	+0.32
2448	4.2—25	8.4—26	5.3—26	-0.89	5.6—25	-1.9	-4.1	+0.60
3568	6.3—52	5.4—26	1.6—26	-1.1	5.9—25	-0.80	-10:	+1.0:
4593	9.2—25	2.2—25	4.3—26	-1.1	9.2—25	-1.0	-3.6	-0.45
5217	2.5—25	6.2—26	8.4—27	-0.41	3.0—25	-0.75	-5.8	+0.80
320	8.6—26	2.8—26	9.3—28	-0.36	7.5—26	+0.10	-3.8	-2.8
900	2.2—25	4.9—26	2.9—26	-0.18	2.7—25	-0.95	-3.8	+0.65
+30°	6.5—24	1.1—24	4.2—25	-1.4	8.1—24	-2.3	-3.5	0

Примечание. $4.8-24 = 4.8 \cdot 10^{-24}$; : — соответствующие значения определены неуверенно.

отношением ионов O^{++}/H^+ (рис. 1). Как видно из рисунка, с увеличением D_{228} отношение O^{++}/H^+ резко падает. Такую обратную корреляцию можно объяснить только переходом атомов O^{++} и O^{3+} в более высокие стадии ионизации по мере увеличения числа ионизирующих фотонов. Отсюда следует, что избыток коротковолнового излучения может образовываться за счет очень жестких квантов с энергией $\sim 77-113$ эВ или с $\lambda 160-110$ А. В этом случае нет оснований считать, что избыток излучения с λ короче 228 А локализован сразу же за $\lambda 228$ А.

Неопределенность, к сожалению, остается: какой из двух вариантов распределения энергии в спектре излучения ядер за $\lambda 912$ А имеет место в действительности? Сейчас трудно отдать предпочтение какому-нибудь из них. Выбор может быть сделан только после сравнения теоретического спектра, вычисленного для конкретной туманности и содержащего интенсивности линий для как можно большего числа химических элементов, с наблюдаемым спектром этой туманности. Расчет интенсивностей линий должен быть выполнен для двух вариантов распределения энергии ядра в L_c -области, представленных в табл. 1. Предпочтительнее будет тот вариант, который покажет лучшее согласие с наблюдениями.

4. Эффективные температуры ядер. Ядра планетарных туманностей являются горячими звездами, максимум излучения которых приходится на L_c -диапазон. Естественно, доля этого излучения доминирует в общем излучении звезды и, следовательно, определяет ее эффективную температуру по потоку энергии. Для определения $T_{\text{эф}}$ мы использовали данные о наблюдаемом оптическом и УФ-излучении ядер из работ [17] и [18]. Потоки излучения конкретных звезд в диапазоне $\lambda > 912$ А приведены в [17].

Значения F_* для $\lambda < 912 \text{ \AA}$ вычислены нами по данным табл. 1. В результате найден общий поток излучения ядер, который, наряду с его составляющими $F_{\lambda > 912}$ и $F_{\lambda < 912}$, приведен в табл. 2. Там же приведены значения $T_{\text{эфф}}$ полученные нами, также $T_{\text{эфф}}$ из работы [17]. При вычислении $T_{\text{эфф}}$ мы использовали те же значения радиусов ядер и расстояний до туманностей, что и авторы работы [17].

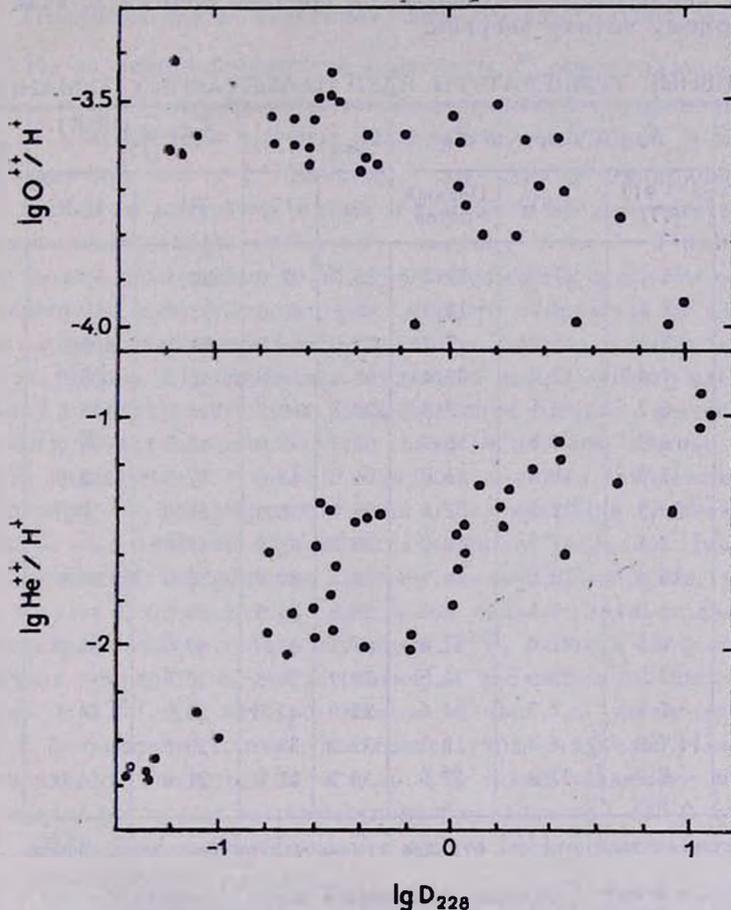


Рис. 1. Связь между величиной скачка у $\lambda 228 \text{ \AA}$ в излучении ядра (горизонтальная ось) и наблюдаемым относительным (по отношению к H^+) количеством ионов O^{++} и He^{++} в туманности.

Как видно из табл. 2, согласие вычисленных нами и приведенных в [17] значений $T_{\text{эфф}}$ (эффективных по потоку) хорошее почти для всех ядер. Это говорит о том, что чернотельное представление потока излучения ядер за $\lambda 912 \text{ \AA}$ с помощью занстровских температур $T_*(\text{H})$ и $T_*(\text{HeII})$, принятое в [17] для определения $T_{\text{эфф}}$, является приемлемым, несмотря на существенное отличие распределения энергии в этом диапазоне спектра от чернотельного.

Сравнение $T_{эф}$ с соответствующими значениями занстровских температур, взятых из [17], показало, что при $T_* < 60000 \text{ K}^\circ$ $T_{эф}$ согласуется с T_* (H I), а при более высоких температурах $T_{эф}$ равно среднеарифметическому значению от T_* (H I) и T_* (He II). Полностью отсутствует корреляция $T_{эф}$ с температурами, найденными методом энергетического баланса. В этом нет ничего неожиданного, так как последние являются эффективными по средней энергии L_c -кванта, а не по суммарному потоку энергии.

Таблица 2

ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Туманность NGC	$F_* (10^{-9} \text{ эрг см}^2 \text{ с}^{-2})$			$T_{эф} (10^3 \text{ K})$		$T_{двистр.} (10^3 \text{ K})$ [17]		$T_{ин. бал.}$ 10^3 K [16]
	$\lambda > 912$ [17]	$\lambda < 912$	Полный поток		[17]	HI	He II	
40	5.7	17.0	22.7	25.7	27.0	27.5	—	32.9
1535	7.5	7.2	14.7	40.1	40.0	35.0	69.0	67.0
2371	2.1	5.1	7.2	77.0	86.0	48.0	102.0	67.8
3242	7.4	32.0	39.4	53.6	50.0	45.5	86.0	59.0
3587	0.2	7.1	7.3	129.3	118.0	116.0	118.0	—
4361	6.9	9.8	16.7	67.7	65.0	42.5	98.0	—
6210	3.3	11.3	15.0	51.0	48.0	47.5	62.0	—
6543	10.3	22.3	32.6	38.9	38.0	39.0	59.0	—
6621	3.1	7.1	10.2	30.2	37.5	37.0	—	—
6826	16.4	10.5	26.9	34.1	34.0	32.0	59.0	37.3
6891	3.0	6.6	9.6	36.8	36.5	32.5	—	39.5
7662	6.6	41.0	47.6	47.1	48.0	42.0	86.5	96.0
IC 418	22.0	49.5	71.5	29.2	29.5	35.0	—	29.7
3568	2.9	1.7	4.6	33.9	47.0	50.0	64.5	51.2
4593	7.9	4.2	12.1	33.2	33.5	29.5	—	—
BD+30°	9.9	27.1	37.0	30.2	31.0	31.0	64.0	30.6

* Величина потока отнесена от ядра туманности на расстояние Земли.

5. *Обсуждение.* Сравним найденный нами L_c -спектр ядер с соответствующими данными других авторов, а также с имеющимися УФ- и оптическими наблюдениями и обсудим вопрос об эффективных температурах этих звезд.

Из известных нам исследований L_c -спектра ядер планетарных туманностей наибольший интерес представляет работа [9]. В ней приводятся вычисленные для 10 ядер потоки F_* на пороговых частотах непрерывного поглощения ионов C, N, O, Ne, Ar и S. Для каждого из этих ядер имеется 5—8 значений F_* на соответствующих частотах ν_0 , что дает хорошее представление об их непрерывном спектре за $\lambda < 912 \text{ \AA}$. Потоки, относя-

щиеся к поверхности звезды, находились в результате расчета ионизационной структуры туманностей и дальнейшего сравнения вычисленной ионизации разных элементов с наблюдаемой. При этом согласовывались и другие вычисленные параметры туманностей с наблюдаемыми. Поток на самой короткой длине волны λ 128 А находился из отношения ионов Ne^{3+}/Ne^{4+} . Все расчеты и наблюдения относятся к внутренним частям туманности, где $\tau_{L_c} \ll 1$. Предполагалась степенная зависимость потока от частоты $F_\nu \sim \nu^\alpha$. Из-за неопределенности α расчеты F_ν проводились для $\alpha = -1$ и $\alpha = -3$ (α предполагалось одинаковым в области спектра от λ 912 А до λ 50 А). При $\alpha = -3$ значения F_ν примерно в 2—3 раза больше, чем при $\alpha = -1$. Заметим, что наклон эмпирического L_c -спектра при этом оставался одним и тем же и не соответствовал принятому при вычислениях исходному наклону с $\alpha = -1$ или $\alpha = -3$.

Результаты, полученные в [9], интересны еще и в другом отношении: для большинства ядер вычисленный L_c -спектр отличается от планковского сильным несоответствием между наклоном спектра и величиной потока на λ 912 А. На рис. 2 сравнивается найденный нами L_c -спектр ядер (сплошная линия) с соответствующим распределением энергии, вычисленным в [9] (точки). Точками представлены значения потоков, снятые из рис. 2 статьи [9] для случая $\alpha = -3$. Сплошными линиями изображены два варианта спектра — с гелиевыми скачками и без них. При сравнении совмещался поток $F_{\text{виз}}$, который определяется наиболее уверенно. Пунктирными кривыми показаны планковские кривые, наилучшим образом удовлетворяющие точкам. Около каждой пунктирной кривой справа указана цветовая температура черного тела в единицах 10^3 К, рядом в скобках приведена яркостная температура, соответствующая наблюдаемому потоку в УФ-области ($\lambda \simeq 1550$ А), который весьма близок к вычисленному для λ 912 А. В большинстве случаев эти температуры различны. Наконец, следует отметить, что расчеты Нетте и др. [9] также указывают на присутствие в спектре некоторых ядер эмиссионного скачка на λ 228 А (см. туманности IC 2003 и NGC 6543 на рис. 2 в работе [9]). Причина, приводящая к такому скачку, уже обсуждалась.

Из всех рассмотренных нами туманностей для 21 имеются УФ-наблюдения ядер в диапазоне $\lambda\lambda$ 3000—1550 А [3]. Кроме того, для 7 ядер имеются еще и наблюдения их непрерывного спектра в видимом диапазоне длин волн [18]. И оптические, и УФ-наблюдения исправлены за межзвездное поглощение. УФ-наблюдения исправлялись нами согласно избыткам цветов $E(B-V)$, приведенным в [17], и кривой зависимости поглощения от λ , приведенной в работе Ситона [27].

Сопоставление наблюдаемой области спектра с вычисленной в L_c -диапазоне не представляет труда, поскольку все потоки выражены в абсолют-

ных единицах и приведены к расстоянию от туманности до Земли. Таким образом, для 21 ядра изученная область спектра охватывает диапазон λ от 3000 А до 100 А, из них для 7 ядер этот диапазон включает и видимую область.

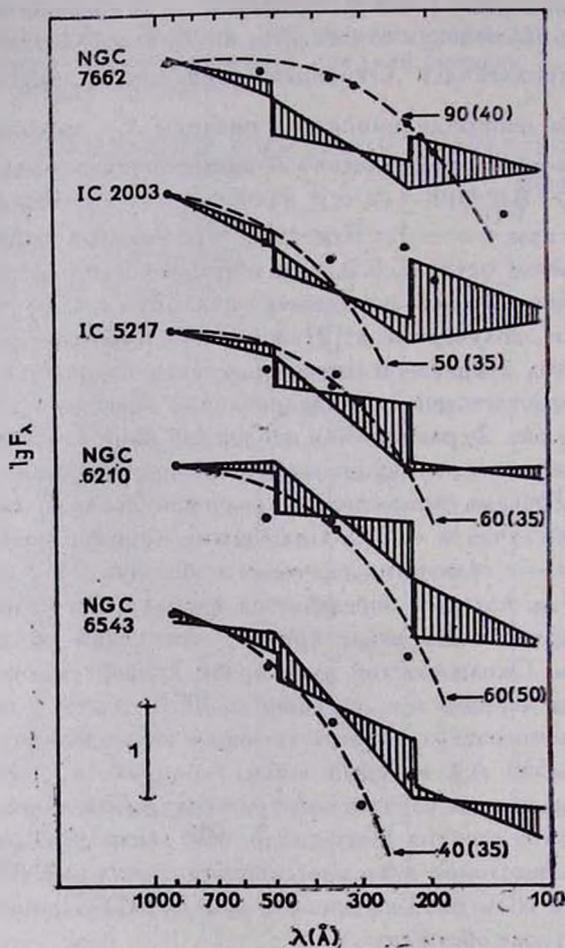


Рис. 2. Сравнение распределения энергии в спектре излучения ядер за лаймановским пределом. Сплошная линия — распределение, полученное нами для двух вариантов (I и II). Точки и пунктирные кривые — распределение энергии, полученное в работе [9].

Анализ кривых распределений энергии для всех этих ядер показывает, что для 17 звезд поток F_{912} сразу за лаймановским пределом такой же или меньше, чем наблюдаемый поток на λ 1550 А. В 10 случаях не наблюдается заметного скачка на λ 912, в 4 случаях он не превышает 0.3 в

логарифме и только в IC 4593, IC 3568 и NGC 2392 она составляет 0.6 в логарифме. В туманностях NGC 3132, 3587, 6543 и 6853 вычисленный по нашей методике поток F_{912} больше наблюдаемого F_{1550} . Реальность такого положительного лаймановского скачка, так же, как и положительного скачка на $\lambda 228 \text{ \AA}$, сомнительна и поэтому требует доказательства. Здесь мы только отметим, что положительный скачок у $\lambda 912 \text{ \AA}$ может быть результатом недоисправления УФ-потоков за межзвездное поглощение. Для того, чтобы поднять наблюдаемую УФ-область спектра до уровня величины F_{912} требуется увеличить $E(B-V)$ на 0.1—0.15. Что касается нормального (абсорбционного) лаймановского скачка, то, как уже отмечалось, из 21 ядра перепад яркости больше чем в два раза наблюдается только в 3 ядрах. Сравнительно малый процент спектров с таким скачком ($\sim 1/7$ часть) говорит о том, что большинство туманностей действительно являются оптически толстыми в L_c -диапазоне.

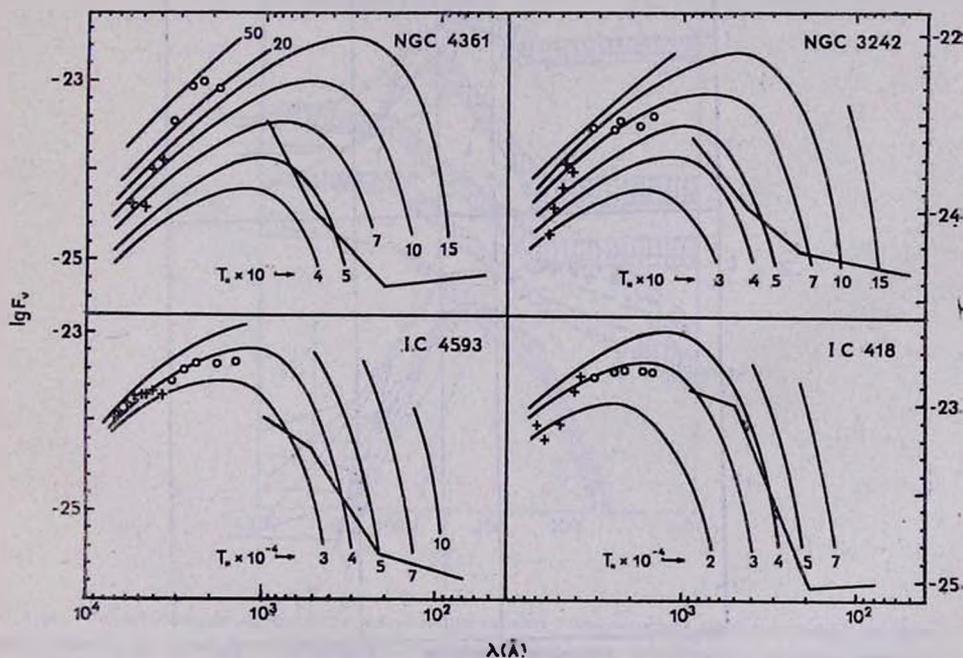


Рис. 3. Сопоставление полученного нами распределения энергии в диапазоне с наблюдаемым потоком в видимом [18] и ультрафиолетовом [3] диапазонах спектра. Кривые линии — излучение абсолютно черного тела при разных температурах с радиусом, равным радиусу звезды.

На рис. 3 показано сопоставление найденного нами спектра ядер четырех планетарных туманностей с их наблюдаемым спектром в УФ и оптической областях, охватывающих диапазон от 1550 \AA до 6800 \AA , [3, 18]. Согласно спектров в области их стыковки вблизи $\lambda 1000 \text{ \AA}$, как видно, хорошее. Между тем, на двух верхних рисунках ни один из отдельных участ-

ков спектра ядра, ни тем более весь его спектр, нельзя описать излучением абсолютно черного тела с одной температурой (кривые линии). На нижних рисунках (IC 4593 и IC 418) оптическое УФ- и L_c -излучение (912—504 А) ядра, по-видимому, можно представить планковской функцией с температурой $T_* \approx 30$ —40 тысяч градусов. Любопытно, что характер поведения L_c -спектра (наклон) сразу за лаймановским скачком на верхних и нижних рисунках существенно различается. Это особенно хорошо видно на рис. 4, на котором спектры сгруппированы по характеру наклона в видимой и L_c -областях.

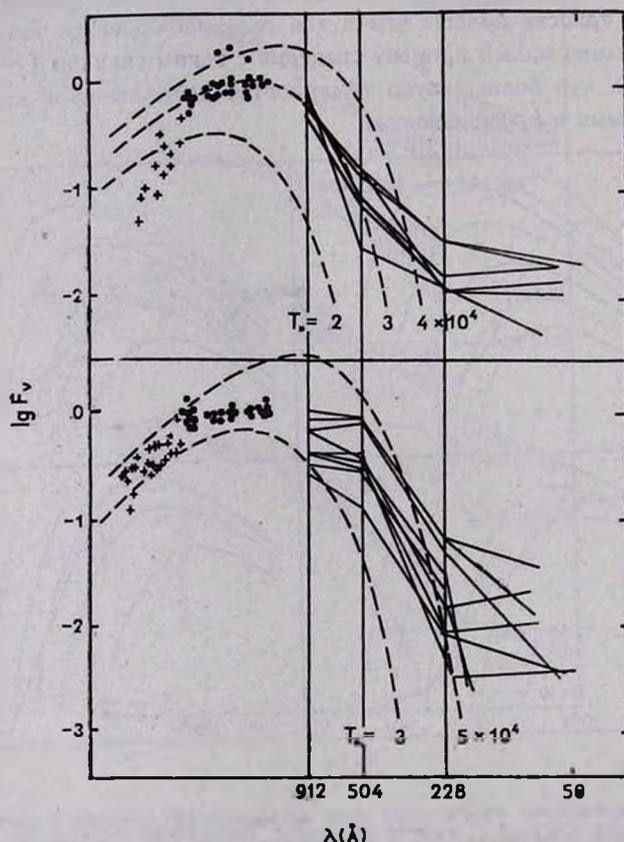


Рис. 4. То же, что на рис. 4, только для всех туманностей, имеющих оптические и ультрафиолетовые наблюдения потоков. Ультрафиолетовые области спектра совмещены. Спектры сгруппированы по характеру наклона у видимой и L_c -областях. Пунктирные кривые — излучение абсолютно черного тела при разных температурах.

В спектрах ядер, показанных на верхней части рис. 4, наблюдается крутой подъем континуума от видимой области в сторону ультрафиолета и крутой спад его за λ 912 А. В то же время умеренный подъем спектра

в видимой и УФ-областях сочетается с медленным спадом потока в области 912—504 А.

Таким образом, отклонение в излучении ядер планетарных туманностей от чернотельного является реальным, а в ряде случаев существенным не только в L_c -диапазоне, но и в видимой области. Возможно, этим объясняется имеющееся различие температур ядер, полученных разными способами: в каждом из методов используется отдельная область спектра, а не весь спектр.

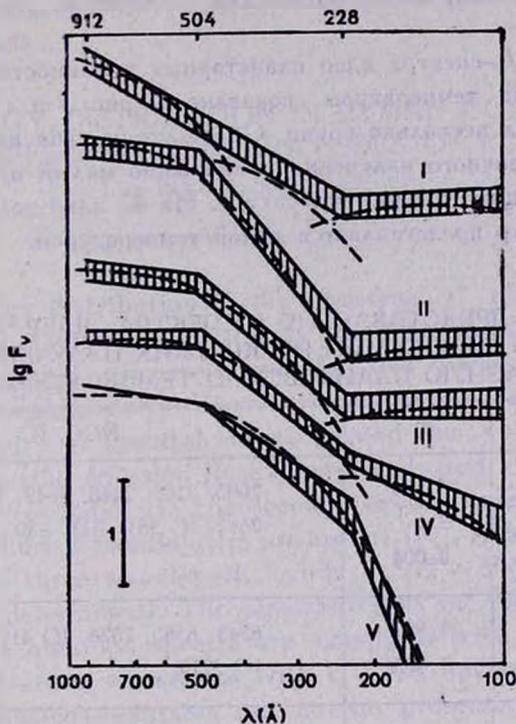


Рис. 5. Композиция L_c -спектра ядер планетарных туманностей из нескольких источников, имеющих разную температуру. Римскими цифрами обозначены группы туманностей, приведенные в табл. 3.

Легко заметить, что во всех случаях, в которых наряду с вычисленным L_c -спектром имеются УФ-наблюдения ядер, распределение энергии в общем спектре таково, что максимум излучения находится вблизи $\lambda\lambda$ 2000—1500 А. Такое постоянство хорошо согласуется с яркостной занстровской температурой (или температурой, определяемой по потоку $F_{\text{из}}$), которая для всех ядер приблизительно одинакова и равна 30—40 тыс. град. Несмотря на это, аппроксимация ширины максимума, или общего вида спек-

тра от 7000 А до 228 А одной планковской кривой невозможна (см. рис. 3).

Еще большие трудности мы встречаем при интерпретации излучения в области λ короче 228 А, которое, по всей вероятности, очень медленно падает с частотой и тянется вплоть до мягкого рентгена. Судя по показателю спектра α'' цветовая температура излучения в этом диапазоне длин волн превышает 100 тыс. град. Несовпадение между слабым потоком и столь высокой температурой можно объяснить большой диллюцией излучения, наличием мелких горячих пятен на поверхности звезды, сильно нагретым верхним слоем, малой оптической толщиной, звездным ветром и т. д.

Комбинация L_c -спектра ядер планетарных туманностей из нескольких источников разной температуры показана на рис. 5 и в табл. 3, где все ядра разделены на несколько групп. Обращает на себя внимание высокая температура добавочного излучения и ничтожно малый процент поверхности звезды, имеющий такую температуру. Из 42 ядер только в двух случаях весь L_c -спектр представляется одной температурой.

Таблица 3

ПРИБЛИЖЕННОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ L_c -СПЕКТРА ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ В ВИДЕ СУММЫ НЕСКОЛЬКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ, ИМЕЮЩИХ РАЗНУЮ ПЛАНКОВСКУЮ ТЕМПЕРАТУРУ

Группа	T_* (К)	%	NGC, IC
I	40000 70000 350000	96.996 3 0.004	2003, 2165, 2448, 3242, 4361, 6853, 7662, IC 351, BD +30
II	50000 350000	99.997 0.003	6543, 6565, 7026, IC 418, IC 3568, IC 5217
III	60000 350000	99.97 0.03	1535, 2452, 2867, 3132, 3587, 3918, 5315, 6644, 6741, 6881, 7009, 7027 IC 4593, J 900
IV	70000 200000	99.8 0.2	6210, 6572, 6778, J 320
V	70000	100%	6629, 6826

Примечание. В третьей колонке указана доля поверхности звезды с данной температурой (в процентах от общей поверхности).

В заключение отметим, что найденное нами распределение энергии в спектре излучения ядер за лаймановским скачком может быть использовано в качестве первого приближения при построении фотоионизационных моделей свечения планетарных туманностей.

Авторы благодарят Б. И. Гнатыка и Б. С. Новосядлого за полезные замечания, сделанные ими при обсуждении этой работы.

Львовский государственный
университет
Крымская астрофизическая
обсерватория

THE ENERGY DISTRIBUTION IN LYMAN CONTINUUM AND THE EFFECTIVE TEMPERATURES OF PLANETARY NEBULAE NUCLEI

V. V. GOLOVATY, V. I. PRONIK

The energy distribution in the spectrum of planetary nebulae in the wavelength region λ 912—30 Å is obtained. The methods of L_c spectrum computation is discussed and the two versions of solving this problem are considered. The first version corresponds to a supposition on the similiarity of spectral slopes beyond the hydrogen and helium discontinuities (the emission fluxes were evaluated at λ 912, λ 504, λ 228 Å and a spectral index α). The second version corresponds to a supposition that helium discontinuities are absent (F_{912} Å and a spectral index in each of the three wavelength bands λ 912 — 504 Å, λ 504 — 228 Å, $\lambda < 228$ were determined). The plausibility of the two versions is being discussed. The obtained spectra are compared with the corresponding data from literature, as well as with UV and optical spectra. It is noted that the nucleus emission can not be presented by a Plank curve with a homogeneous temperature. The effective temperatures of nuclei have been found and compared with the data obtained by other authors.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Хромов. Планетарные туманности, Наука, М., 1986.
2. С. Р. Потташ, Планетарные туманности, (пер. с англ. под ред. Е. Б. Костяковой), М., 1987.
3. S. R. Pottasch, P. Wesselius, C. —C. Wu, H. Flaeten, R. van Duinen, *Astron. and Astrophys.*, 62, 95, 1978.
4. S. Adams, M. Y. Barloy, *IAU Symp. № 103, Planetary Nebulae*, 1933, p. 343.

5. *M. Corryto-Sola*, IAU Symp. № 103, Planetary Nebulae, 1983, p. 343.
6. *J. Vernazza, E. Reeves*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 37, 485, 1978.
7. *R. Malina, S. Bowyer*, *и. Вас.* Astrophys. J., 262, 717, 1982.
8. *R. H. Mendez, R. P. Kudritzki, K. P. Simon*, IAU Symp. № 103, Planetary Nebulae, 1983, p. 343.
9. *A. Natta, S. Pottasch, A. Preite-Martinez*, Astron. and Astrophys., 84, 284, 1980
10. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер*, Межзвездная среда, Наука, М., 1963.
11. *В. И. Проник*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 32, 155, 1964.
12. *В. В. Головатый*, Астрофизика, 27, 65, 1987.
13. *D. E. Osterbrock*, Astrophysics of Gaseous Nebulae. San Francisco, 1974.
14. *В. В. Головатый*, Письма в Астрон. ж., 13, № 7, 589, 1987.
15. *J. Kaler*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 517, 1976.
16. *A. Preite-Martinez, S. Pottasch*, Astron. and Astrophys., 126, 31, 1983.
17. *S. Pottasch, P. Wesselius, C. -C. Wu, H. Fieten, R. van Duinen*, Astron. and Astrophys., 62, 95, 1978.
18. *J. de Freitas Pacheco, S. Codina, L. Viadana*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 220, 107, 1986.
19. *J. Kaler, L. Aller, S. Czyzak*, Astrophys. J., 203, 636, 1976.
20. *J. Kaler, L. Aller, S. Czyzak, H. Epps*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 163, 1976 ,
21. *L. Aller, S. Czyzak*, Proc. Nat. Sci. USA, 75, 1, 1978.
22. *T. Barker*, Astrophys. J. 219, 514, 1978.
23. *G. Shields, L. Aller, S. Key s, S. Czyzak*, Astrophys. J., 248, 569, 1981.
24. *L. Aller*, Astrophys. Sci., 83, 225, 1982.
25. *L. Aller*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 51, 211, 1983.
26. *D. Husfeld, R. Kudritzki, K. Simon, R. Glogg*, Astron. and Astrophys., 134, 139, 1984.
27. *M. Seaton*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 187, 73, 1979.