АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

TOM 1

ФЕВРАЛЬ, 1965

выпуск і

ГРАДИЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Г. А. ГУРЗАДЯН Поступила 25 января 1965

Планетарные туманности не являются изотермичными во всем их объеме газовыми образованнями; электронная температура в их центральных областях может доходить до 30000. Рост электронной температуры в сторону центра туманности объясняется ослаблением эффекта охлаждения ионами различных элементов. Последнее связано с фактом увеличения потенциала возбуждения наиболее низкого для данного иона метастабильного уровня с повышением порядка ионизации. Указывается на незначительность роли неупругих столкновений с атомами водорода в туманностях. Обсуждается возможность определения из наблюдений электронных температур в центральных областях планетарных туманностей.

Долгое время принималось, что планетарные туманности являются изотермичными во всем их объеме образованиями. Такое представление было основано на том априорном допущении, согласно которому механизм охлаждения ионами различных элементов действует с одинаковой эффективностью по всей туманности. Однако некоторые соображения, связанные с характером расширения и структуры планетарных туманностей, заставили усомниться в правильности подобной точки зрения [1]. Уже первые попытки оценить величины электронных температур центральных областей планетарных туманностей дали неожиданный результат — они оказались в два и больше раз превышающими электронные температуры внешних частей туманностей, которые обычно порядка 10000°. В дальнейшем этот вывод был подтвержден исследованиями Осаки [2].

1. Охлаждение во внутренних областях туманностей. Обычно охлаждение туманности осуществляется ионами ОІІ, ОІІІ, NII, SII, SIII и т. д. Монохроматические изобряжения туманности в линиях этих ионов имеют наибольшие размеры. Вместе с тем, перечисленные ионы обладают самыми низкими потенциалами возбуждения наиболее низкого для данного иона метастабильного состояния. Поэтому электронная температура, определенная с помощью запрещенных линий, испускаемых этими ионами, характеризуя тепловое состояние внешней части туманности, вместе с тем должна быть относительно низкой.

Во внутренних областях туманности кислород, азот, углерод и остальные элементы не могут присутствовать в виде однажды и дважды ионизованных атомов. Здесь эти элементы ионизованы три, четыре и больше раз и поэтому только соответствующими ионами может определяться эффект охлаждения газовой материи. Весь вопрос заключается в том, в каком соотношении находится потенциал возбуждения до ближайшего метастабильного уровня высокоионизованных элементов вп с потенциалом возбуждения метастабильных уровней низкоионизованных элементов ε₁. Если метастабильные состояния в обоих случаях будут находиться примерно на одинаковых энергетических расстояниях от основных состояний ионов, то эффект охлаждения везде будет одинаковый, и никакого температурного градиента в туманности не может образоваться.

Чтобы ответить на поставленный вопрос, необходимо провести анализ энергетических состояний различных ионов, наиболее часто встречающихся в туманностях. Такой анализ нами проделан, результаты его представлены на рис. 1 в виде графика зависимости между потенциалами ионизации χ и потенциалом возбуждения до ближайшего метастабильного состояния є. В этой части работы нами использован каталог атомных энергетических уровней, составленный Мур [2].

Во внешних частях туманности многие элементы находятся в однажды и дважды ионизованном состоянии, т. е. для них потенциал ионизации меньше 60 эв (левее пунктирной линии на рис. 1). Для этих ионов потенциал возбуждения до ближайшего метастабильногоуровня в среднем составляет около $\varepsilon_1 \approx 2.5$ эв. Далее, почти во всех случаях происходит довольно быстрое возрастание ε с повышением порядка ионизации — чем сильнее ионизован элемент, тем больше потенциал возбуждения до его ближайшего метастабильного состояния.

Таким образом, для ионов с потенциалом ионизации больше 60 эв и присутствующих в центральных областях туманности (правее пунктирной линии на рис. 1) характерно высокое значение потенциала возбуждения до ближайшего метастабильного состояния. Он составляет, как нетрудно заключить из рис. 1, в среднем около $z_{II} \approx 8 - 10$ эв, т. е. примерно в 3 – 4 раза больше, чем потенциал возбуждения запрещенных линий z_I для группы ионов, находящихся ле-

вее пунктирной линии на рис. 1 и населяющих внешние области туманности. Отсюда уже можно заключить, что электронная температура в центральных областях туманностей должна превышать электронную температуру ее внешних частей, которая легко определяется наблюдениями и в среднем порядка 10000°.



Рнс. 1.

В связи с этим возникает следующая задача: нельзя ли, зная электронную температуру внешних областей туманности T_e , температуру ядра T_* и средние значения потенциалов возбуждения до ближайшего метастабильного состояния для указанных двух групп ионов ε_1 и ε_{11} , оценить величину электронной температуры внутренних областей туманности T_{e1} .

2. Электронная температура в центральных областях туманности. Поставленную выше задачу можно решить, написав закон сохранения энергии свободных электронов сперва для внешних частей туманности, а затем для внутренних ее частей и сравнивая их между собой. Раньше метод баланса энергии свободных электронов только для внешних частей туманности был применен В. В. Соболевым [8] и Аллером [10].

Будем предполагать, что свободные электроны получают кинетическую энергию при фотоионизации водородных атомов, а теряют четырьмя путями:

1. При рекомбинации электронов с протонами и при свободносвободных переходах. Энергию, теряемую при этих процессах в единице объема и в одну секунду, обозначим через E_1 .

2. При рекомбинации электронов с атомами однажды ионизованного гелия и при свободно-свободных переходах электронов в поле однажды ионизованного иона гелия (E₂).

3. При неупругих столкновениях электронов с нейтральными атомами водорода (E₃).

4. При возбуждении всех запрещенных линий разных атомов и ионов путем неупругих столкновений с электронами (E₄).

Если *E*_e есть количество энергии, получаемое свободными электронами в единице объема и в одну секунду, то закон сохранения энергии запишется в виде

$$E_e = E_1 + E_2 + E_3 + E_4. \tag{1}$$

Очевидно, записав это соотношение для различных частей туманности, мы найдем зависимость электронной температуры от физических параметров туманности и ядра и тем самым сможем судить о величине градиента электронной температуры.

Энергия, израсходованная при рекомбинации электронов с протонами и при свободно-свободных переходах, может быть представлена в виде

$$E_1 = n_e n^+ [F_r (T_e) + F_{ff} (T_e)] = n_e n^+ F_1 (T_e), \qquad (2)$$

где n_e и n^+ — концентрация свободных электронов и протонов. Функция $F_1(T_e)$ представляется через функции, приведенные в работе Ситона [4], а также Осаки [2]. Пользуясь их данными, мы определили численные величины $F_1(T_e)$ для различных значений T_e . Зависимость $F_1(T_e)$ от T_e приведена на рис. 2.

Совершенно так же можем написать для величины E_2 , относящейся к однажды ионизованным ионам гелия (He⁺),

$$E_2 = n_e n^+ F_2(T_e). \tag{3}$$

Зависимость функции F₂ (T_e) от электронной температуры приведена на рис. 2. При построении этой кривой принято относительное со-

держание гелиевых атомов n(He)/n(H) = 0.2 и доля ионизованных атомов гелия (степень ионизации) $n(\text{He}^+)/n(\text{He}) = 0.9$. При других значениях относительного содержания гелиевых атомов и степени ионизации следует числовые значения $F_2(T_e)$ на рис. 2 умножать соответственно на n(He)/n(H) и $n(\text{He}^+)/n(\text{He})$.



Переходим к определению E_3 — энергии, израсходованной на неупругие столкновения электронов с нормальными атомами водорода. При этом мы будем ограничиваться рассмотрением возбуждения электронными столкновениями только ближайшего — второго энергетического состояния, так как вероятность перехода при таких столкновениях в третье и высшее (в том числе и ионизованное состояние) по крайней мере на два порядка меньше вероятности перехода на второй уровень. Тогда мы можем написать

$$E_3 = n_1 n_e \, \alpha_2 \left(T_e \right) \, h \nu_2, \tag{4}$$

где n_1 есть число нейтральных атомов водорода, находящихся в основном состоянии, $\alpha_2(T_e)$ — коэффициент вероятности перехода $1 \rightarrow 2$ под влиянием столкновений, hv_a — энергия L_a - кванта.

В настоящей работе мы будем пользоваться приближенными эффективными сечениями, найденными Милфордом [5, 2]. для функции $\alpha_3(T_e)$. Эти данные для некоторых значений T_e приведены во втором столбце табл. 1 (в см³/сек). Заметим, что эффективные сечения столкновения, данные Милфордом, в полтора-два раза меньше, чем найденные Чемберленом значения [6], и в два-три раза меньше, чем дает формула Миямото [7].

Гаолица Г	1	a	ица	л	б.	a	7	
-----------	---	---	-----	---	----	---	---	--

T _e	$a_s(T_e)$	$F_3(T_e)$
10000° 15000 20000 30000	$1.29 \cdot 10^{-13} 7.58 \cdot 10^{-12} 5.90 \cdot 10^{-11} 4.76 \cdot 10^{-10}$	$\begin{array}{c} 2.12 \cdot 10^{-24} \\ 1.24 \cdot 10^{-22} \\ 0.98 \cdot 10^{-21} \\ 0.78 \cdot 10^{-20} \end{array}$

Напишем (4) в виде

$$E_2 = n_e n^+ \frac{n_1}{n^+} a_2(T_e) n_{a_1}$$
(5)

и подставим в это соотношение значение $\frac{n_1}{n^+}$ из формулы ионизации. Получим

$$E_{3} = n_{e} n^{+} \frac{n_{e}}{W T_{e}^{i_{s}} \varphi(T_{*})} F_{3}(T_{e}), \qquad (6)$$

тде W есть коэффициент дилюции, а через $\varphi(T_{\bullet})$ и $F_{a}(T_{e})$ обозначены

$$\varphi(T_{*}) = T_{*}^{-\frac{1}{2}} \frac{2 \left(2 \pi \mu k T_{*}\right)^{\frac{3}{2}}}{\hbar^{3}} e^{-\frac{\pi s_{*}}{k T_{*}}}; \qquad (7)$$

$$F_{a}(T_{e}) = a_{g}(T_{e}) h_{a}, \qquad (8)$$

где T_{\bullet} — температура ядра туманности, v_0 — частота ионизации водорода. Числовые значения функции $F_3(T_e)$ приведены в табл. 1, а кривая функции $\varphi(T_{\bullet})$ — на рис. 3.

Наконец, для энергии свободных электронов, затраченной на возбуждение запрещенных линий, имеем

$$E_4 = n_e \sum_{i} n_i b_{ij} h v_{ij} = n_e n^+ \sum_{i} \frac{n_i}{n^+} b_{ij} h v_{ij}, \qquad (9)$$

где n_i — концентрация ионов, которым соответствует данная запрещенная линия, b_{ij} — коэффициент вероятности вынужденного перехода $i \rightarrow j$ под влиянием электронных столкновений, v_{ij} — частота данной линии.

Здесь нужно сделать следующее важное для дальнейшего замечание. Дело в том, что отношение $\frac{n_i}{n^+}$, скажем, для ионов O⁺⁺, возбуждающих, в частности, линии N_1 и N_2 , имеет определенную величину для внешних частей туманности. Но во внешних частях туманности в дважды ионизованном состоянии находится почти весь кислород. Поэтому можно написать приблизительно

$$\frac{n_{i}}{n^{+}} = \frac{n (O^{++})}{n^{+}} \approx \frac{n (O)}{n (H)}.$$

Но во внутренних частях туманности кислород уже будет ионизован трижды; дважды ионизованного кислорода там практически не будет. И если химический состав туманности везде одинаков, то мы будем иметь для внутренних частей туманности

$$\frac{n_i}{n^+} = \frac{n(O^{+++})}{n^+} \approx \frac{n(O)}{n(H)}.$$

Указанную аналогию можно продолжать и в отношении других атомов и ионов.





Таким образом, несмотря на существенные изменения физических условий внутри туманности, отношение $\frac{n_l}{n^+}$, входящее в соотношение (9), можно с достаточной степенью точности принять везде постоянным.

Что касается коэффициента b_{ij}, то он уже не постоянен внутри туманности, так как зависит от энергии возбуждения метастабильного уровня, которая, как указывалось в предыдущем разделе, больше во внутренних частях туманности и меньше во внешних. Подставляя в (9)

7—57

$$b_{ij} = C_{ij} T_e^{-1/e} e^{-\frac{t_{ij}}{kT_e}}$$
(10)

и переходя к приведенным величинам для n_i , ϵ_{ij} , ν_{ij} , получим

$$E_4 = n_e n^+ C T_e^{-1_a} e^{-kT_e}, \qquad (11)$$

где *C* есть некоторая величина, постоянная для данной туманности и зависящая, в частности, от ее химического состава, а ε — средняя. величина энергии возбуждения метастабильного уровня для тех запрещенных линий, которые возникают в данной части туманности. Например, для внешних частей туманности $\varepsilon = \varepsilon_1 \approx 2.5$ эв, а для внутренных частей $\varepsilon = \varepsilon_{11} \approx 8 - 10$ эв.

Напишем, следуя В. В. Соболеву [8], для полной энергии E₃, получаемой электронами при фотоионизации водорода в 1 см³ за 1 сек,

$$E_e = \overline{\epsilon} n_e n^+ \sum_{1}^{\infty} C_I(T_e), \qquad (12)^{\bullet}$$

где $C_l(T_e)$ — коэффициент рекомбинации электрона с протоном, $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электрона; она зависит от температуры ядра и дается в следующем виде:

$$\varepsilon = A(T_{\bullet}) kT_{\bullet}, \tag{13}$$

где числовые значения $A(T_{\bullet})$ затабулированы в цитированной работе В. В. Соболева (для случаев $\tau_c \ll 1$ и $\tau_c \gg 1$, где $\tau_c - оптическая$ толща туманности в частотах L_c - излучения).

Следует заметить, что при выводе соотношения (13) не учтено влияние электронов, оторванных при ионизации нейтрального гелия, что должно несколько уменьшить величину средней по всей туманности энергии электронов ε . С другой стороны, при более точной трактовке задачи следовало бы использовать не среднее по всей туманности значение ε , а значение ε для каждой зоны в отдельности, с учетом изменения спектрального состава излучения при переходе от одного места к другому. При этом, разумеется, еще больше увеличится разница электронных температур между центральной областью туманности и ее наружными слоями, поэтому учитывать влияние этогоэффекта пока не будем.

Подставляя (13) в (12), найдем

$$E_{e} = n_{e} n^{+} K (T_{e}, T_{e}), \qquad (14)^{*}$$

где обозначено

$$K(T_{\bullet}, T_{e}) = A(T_{\bullet}) k \mathcal{I}_{\bullet} \sum C_{l}(T_{e}).$$
(15)



Кривые зависимости $K(T_{\bullet}, T_{e})$ от T_{e} для некоторых значений T_{\bullet} приведены на рис. 4 — для случая $\tau_{e} \ll 1$ и на рис. 5 — для случая $\tau_{e} \gg 1$. При вычислениях использованы данные Ситона для $C_{l}(T_{e})$, приведенные в [9].



Рис. 5

Подставляя (14), (11), (6), (3) и (2) в (1), получим окончательно

$$K(T_{\bullet}, T_{e}) = F_{1}(T_{e}) + F_{2}(T_{e}) + \frac{\pi_{e}}{W T_{e}^{-l_{e}} \varphi(T_{\bullet})} F_{3}(T_{e}) + C T_{e}^{-l_{e}} e^{-kT_{e}}.$$
 (16)

Это соотношение дает зависимость электронной температуры T_e от температуры ядра T_{\bullet} , концентрации электронов n_e , коэффициента дилюции W и химического состава туманности C. Но прежде всего оно дает зависимость T_e от ε . Постоянными для данной туманности являются только T_{\bullet} и C, а ε меняется в пределах туманности довольно сильно. Поэтому электронная температура T_e внутри туманности будет заметно меняться (влияние n_e и W сказывается в меньшей степени).

Применим соотношение (16) для некоторой средней модели планетарной туманности с целью определения разности электронных температур между ее внешними частями и центральной областью.

Примем $T_{\bullet} = 50000^{\circ}$, $n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $W = 10^{-14}$. Примем также $T_e = 10000^{\circ}$ и $\varepsilon_1 = 2.5$ эв для внешних частей туманности. С этими данными находим из рис. 2, 3, 4, 5 и табл. 1 численные величины всех функций, входящих в соотношение (16), где единственным не-известным теперь является параметр C и определяем его величину. Он оказывается равным $0.965 \cdot 10^{-21}$ при $\tau_e \ll 1$ и $2.89 \cdot 10^{-21}$ при $\tau_c \gg 1$. Поскольку C постоянен для данной туманности, то подставляя его значение в (16), применяем теперь это соотношение для центральной области, где $\varepsilon > 2.5$ эв и равно, скажем, $\varepsilon_{II} = 8$ эв. Очевидно, этому новому значению ε будет соответствовать другое значение электронной температуры — T_{e1} . Решая уравнение (16) относительно T_{e1} , найдем: $T_{e1} = 16600^{\circ}$ при $\tau_e \ll 1$ и $t_{e1} = 21000^{\circ}$ при $\tau_e \gg 1$. При вычислениях принимается, что радиус центральной области туманности в два раза меньше ее внешнего радиуса, т. е. коэффициент дилюции для этой области равен 4 W.

Аналогичным способом можно найти величины T_{e1} при других значениях e_{11} и T_{\bullet} . Результаты этих вычислений приведены в таблицах 2 и 3.

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ *Т*., от с (при т. «1)

s (9B) T	2.5	6	8	10
50000°	10000°	15500°	16600 "	17000°
120000	10000	17000	20000	24500 27500

Как следует из данных, приведенных в этих таблицах, величина электронной температуры в центральных областях планетарных туманностей значительно, примерно в два раза, превышает величину электронной температуры в ее внешних частях.

Таблица З

зависимость	ЭЛЕКТРОННОЙ	температуры
T.	, от s (при т. » 1)

: (9B) T.	2.5	6	8	10
50000°	10000 °	18090°	21000°	22500 °
80000	10000	19800	25000	30500
120000	10000	21500	27000	32400

Указанная разница в электронных температурах еще больше почти в три раза — в случае оптически толстой (в частотах L_c-излучения) туманности. Наконец, разница между электронными температурами в центре и на периферии туманности тем больше, чем выше температура ядра. К выводу о существовании высоких электронных температур в центральных областях планетарных туманностей приходят другими путями Осаки [2], а также В. И. Проник [11].

Соотношение (16) можно применить для определения электронной температуры \mathcal{T}_{e1} в центральных частях любой планетарной ту-

Таблица 4

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА *T_{e1}* В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ (при г.,= 8 эв)

NGC	Τ.	W	пе см ⁻³	T _e	T _{e1}
6543	46000 °	$ \begin{array}{r} 1 \cdot 10^{-14} \\ 3 \cdot 10^{-15} \\ 10^{-16} \\ 3 \cdot 10^{-15} \end{array} $	1.7.10*	- 9500	17300
7009	57000		1.5.10*	13900	18400
7293	70000		150	100C0	190C0
7662	56000		10*	15000	20000

манности. Сама процедура вычислений проста, поскольку для всех функций имеются готовые кривые, удобные для использования. В табл. 4 приведены найденные таким путем значения электронных температур T_{e1} в центральных областях некоторых планетарных туманностей при $\varepsilon_{II} = 8$ эв. Необходимые физические параметры для этих туманностей взяты из [9]. Для всех этих туманностей принимается, что $\tau_e \ll 1$. При вычислениях были использованы величины T_* , най-

денные методом [OIII]/[OII], который, как известно, дает планковскую температуру ядра в области короче 900А, как раз тот участок спектра, откуда берется энергия свободных электронов.

Как следует из табл. 4, электронные температуры в центральных областях туманностей в полтора-два раза превышают электронные температуры в их внешних частях. В более глубоких частях туманности, соответствующих значению $\varepsilon > 8$ эв, электронные температуры, очевидно, должны быть еще выше, порядка 30000°.

3. О роли электронных столкновений с атомами водорода. В. В. Соболев [8], используя формулу Миямото [7] для эффективных сечений столкновения, пришел в свое время к выводу о значительной роли неупругих электронных столкновений с атомами водорода в планетарных туманностях; на это идет почти половина энергии свободных электронов^{**}. Но формула Миямото, как отмечалось выше, дает сильно завышенные значения для эффективных сечений столкновений; для ближайшего уровня, например, (переход $1 \rightarrow 2$) она дает α_3 (10000°) = 4.2. 10⁻¹³ см³/сек, в то время как вероятное его значение равно (см. табл. 1) α_2 (10000°) = 1.29.10⁻¹³ см³/сек, то есть более чем в три раза меньше. Это обстоятельство, конечно, должно привести к существенному уменьшению доли энергии свободных электро-

Таблица 5

	NGC	6543	NGC	7009	NGC	7293	NGC	7662
1 4 2 M C.	I	11	ľ	П	I	11	I	11
Излучение в непрерывном спектре водорода	24	48	33	47	22	45	38	50
Излучение в непрерывном спектре гелня	21	42	30	41	19	39	34	44
Возбуждение запрещенных ли- ний	55	10	36	6	59	14	23	3
Столкновения с атомами водо- рода	0	0	1	6	0	2	5	3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ (в %) ПО РАЗЛИЧНЫМ ПРОЦЕССАМ

нов, расходуемой при столкновении с атомами водорода. Впрочем, более наглядно это следует из дянных табл. 5, где приведено про-

* Приведенные в табл. 4 значения для T, исправлены за эффект неулругих столкновений второго рода (подробности см. [12]).

Следует отметить, однако, что это обстоятельство не влияет на структуру спектра планстарных туманностей, в частности на бальмеровский декремент водородных линий. центное распределение энергии свободных электронов, затрачиваемой на различные процессы для рассмотренных выше планетарных туманностей. Вычисления произведены как для внешних частей туманностей (I), так и для внутренних областей (II).

Данные, приведенные в табл. 5, позволяют сделать следующие выводы:

1. Основная доля энергии свободных электронов идет на рекомбинационные процессы, связанные с водородом и гелием, то есть на излучение непрерывного спектра.

2. Неупругие столкновения с атомами водорода играют некоторую роль только в центральных областях туманности; во внешних частях туманности их роль незначительна.

3. Доля энергии, расходуемая на возбуждение запрещенных линий, в несколько раз больше во внешних частях туманности, чем в ее внутренних областях.

Следует обратить внимание на большую долю энергии, ушедшей на рекомбинационные процессы гелия. Это объясняется тем, что вероятность рекомбинации для ионизованного гелия в два раза больше вероятности рекомбинации для водорода. Вообще гелий вызывает заметный охлаждающий эффект в центральных частях планетарных туманностей: чем больше относительного количества гелия в туманности, тем меньше электронная температура в ее центральных частях.

ЗАВИСИМО (при <i>Т</i>	DCTL T_{e1} OT n = 50000° H z_{11} =	(He)/n(H) = 8 эв)
<i>n</i> (He)	T _{e1}	
<i>n</i> (H)	$\tau_c \ll 1$	$\pi_c \gg 1$
0	21400°	23200 °
0.1	18800	22700
0.0	16400	19000

Таблица б

В табл. 6 приведены расчетные значения T_{e1} для некоторых значений n (He)/n (H). Из этих данных следует, что чисто водородная туманность, без всяких примесей гелия (n (He)/n (H) = 0) будет иметь самую высокую электронную температуру.

4. Возможность определения T_{e1} из наблюдений. Для определения T_{e1} из наблюдений необходимо воспользоваться относительными интенсивностями определенных пар линий, принадлежащих высокоио-

низованным элементам, потенциал ионизации которых порядка и больше 60 эв. К сожалению, в большинстве случаев один из компонентов, а иногда и оба компонента таких линий оказываются в области далекого и вакуумного ультрафиолета. Кроме того, в настоящее время нам известны атомные параметры для очень ограниченного количества ионов и атомных конфигураций. Поэтому определение T_{e1} прямо из наблюдений, по-видимому, в настоящее время не может быть осуществлено.

Требование, чтобы потенциал ионизации был больше 60 эв, удовлетворяют следующие ионы (указывается нижний предел порядка ионизации): NelII, CIV, OIV, NIV, FIII, FeV, SV. Остальные элементы не могут представлять интерес в силу их малого обилия. Поэтому ограничимся анализом перечисленных элементов.

Неон. В спектрах планетарных туманностей наблюдаются линии NeIII, NeIV и NeV, которые рождаются в центральных областях туманности. Поэтому среди них и следует подыскать подходящую парулиний, с помощью которой можно будет определить T_{e1}.





На рис. 6 приведены схемы энергетических уровней NeIII, NeIV и NeV. В случае NeIII линии 3967А и 3869А наблюдаются в спектрах многих планетарных туманностей. Линия 4014А должна быть на четыре порядка слабее линии 3967А и поэтому не может быть наблюдена. Линия 3343А, возникающая при переходе ${}^{1}S_{0} - {}^{1}D_{2}$, не была обнаружена в спектрах туманностей: вероятно, она сливается со сравнительно сильной линией 3346 [NeV]. Но возможно, что у нее просто мала интенсивность. В самом деле, пользуясь известными данными о коэффициентах спонтанных переходов A_{ij} и параметрах $\Omega(i, j)$

для NellI [10, 11], найдем для отношения E_{3869}/E_{3343} : 135 и 65 при $T_{e1} = 20000^{\circ}$ и $T_{e1} = 30000^{\circ}$ соответственно, то есть линия 3343[NellI] достаточно слаба и легко может теряться в соседстве с линией 3346 [NeV].

Несколько благополучней обстоит дело с линией 1815 [NellI], находящейся в области вакуумного ультрафиолета. Для относительной интенсивности этой линии имеем

$$\frac{E_{1815}}{E_{3343}} = 10.5e^{\frac{43500}{T_{e1}}}.$$
 (18)

При $T_{e1} = 20000^{\circ}$ и $T_{e1} = 30000^{\circ}$ указанное отношение получается равным 92 и 45 соответственно, т. е. линия 1815 [NeIII] должна быть лишь немного ярче линии 3343 [NeIII]. Но учитывая, что в непосредственном соседстве линии 1815 [NeIII] существование других запрещенных линий не предвидится, ее обнаружение, по-видимому, следует считать не совсем безнадежным делом.

Заметим, что для определения T_{e1} может быть использовано отношение интенсивностей линий 3969 [NeIII] + 3868 [NeIII] к интенсивности линии 3343 [NeIII].

Подходящие линии для определения T_{e1} может дать также NeIV (1608 Å, 2440 Å). С помощью отношения интенсивностей линий 2440-[NeIV] и 2442 [NeIV] можно определить электронную концентрацию в центральных областях туманности. Для этой же цели, по-видимому, можно использовать также отношение интенсивностей линий 4724 [NeIV] и 4774 [NeIV].

Перспективными для определения T_{e1} могут оказаться коротковолновые запрещенные линии, принадлежащие NeV. Наибольшую интенсивность среди них следует ожидать у 1575 [NeV]. Для отношения интенсивностей линий 3426 + 3346 [NeV] и 1575 [NeV] имеем

$$\frac{E_{3426+3346}}{E_{1575}} = 3.80 \ e^{\frac{50000}{T_{e1}}}.$$
 (19)-

При $T_{e1} = 20000^{\circ}$ и $T_{e1} = 30000^{\circ}$ это отношение получается равным 46 и 20 соответственно. Что касается линии 2976[NeV], возникающей при переходе ${}^{1}S - {}^{1}D$, то она должна быть слабее линии 1573 [NeV] в три раза.

Углерод. Все запрещенные линии трижды ионизованного углерода находятся в очень далекой коротковолновой области спектра.

Г. А. ГУРЗАДЯН

(см. рис. 7)*. К тому же линии 420 [CIV] и 330 [CIV] должны быть очень слабыми. Некоторый интерес могут представить линии 1551 [CIV] и 1548 [CIV]; их отношение зависит от электронной концентрации.

Что касается CV, то все его запрещенные линии находятся в прентгеновской области спектра (короче 40Å).





Кислород. Запрещенные линии, принадлежащие OIV и OV, находятся в области вакуумного ультрафиолета (рис. 7). Однако все они—линия 790 [OIV], группы линий 1400—1412 [OIV] и 1415—1424 [OIV], вероятно, должны быть очень слабыми.

Любопытно, что при переходах с уровней ${}^{3}\mathcal{P}^{0}$ (конфигурация 2p) на уровень ${}^{1}S$ (конфигурация $2s^{2}$) излучаются запрещенные линии, почти в точности совпадающие с L_{α} - линией водорода (1215.7Å). Не исключена возможность, поэтому, аномального возбуждения уровня ${}^{3}\mathcal{P}^{0}$ четырежды ионизованного кислорода под влиянием L_{α} - излучения водорода.

Впечатление такое, что как OIV, так и OV не могут дать в практическом отношении удобную комбинацию линий для определения T_{e1}.

Asom. Структура энергетических уровней для NIV аналогична структуре OV, а NV — структуре CIV. Все запрещенные линии, воз-

[•] Углерод в любом порядке ионизации не дает ни одну запрещенную линию которая оказалась бы в видимом диапазоне длин волн.

никающие при переходах с уровня ²S, находятся в области короче 300 А. Некоторый интерес может представить пара 1243 и 1239 [NV], возникающая при переходах ²P⁰ — ²S.

Фтор. Структура энергетических уровней FIV аналогична OIII. Можно предвидеть возможность использования отношения интенсивностей линий 4060 + 3997 [FIV] (переходы ${}^{1}D - {}^{3}P$) к 3533 [FIV] (переход ${}^{1}S - {}^{1}D$) для определения T_{e1} , но из-за крайне малой обильности атомов фтора в туманностях эти линии оказываются на пределе обнаружения (например, у NGC 7027).

По тем же причинам не могут представлять интерес запрещенные линии, принадлежащие FeV, FeVI, SV, SVI, хотя некоторые из них дают удобную комбинацию линий для определения T_{e1} в видимой области спектра.

5. Некоторые выводы. В приведенных выше количественных рассуждениях мы прибегали к некоторой схематизации — ограничились сравнением электронных температур внутренней и внешней областями туманностей, что дало возможность убедиться в ошибочности представления об их изотермичности.

В действительности зоны ионизации различных ионов чередуются друг с другом более или менее последовательно, что означает постепенное ослабление эффекта охлаждения по мере углубления в туманность. В таком случае уже следует говорить об изменении, т. е. о градиенте электронной температуры вдоль радиуса туманности. Выше этот градиент был выведен количественно, в виде зависимости электронной температуры от потенцияла ионизации. В принципе нетрудно отсюда перейти к зависимости электронной температуры от расстояния. При этом, где-то внутри туманности, может произойти более быстрое, почти что скачкообразное изменение электронной температуры. Это случается тогда, когда размеры зоны ионизации одновременно для нескольких охлаждающих ионов будут одинаковыми. В этом случае можно будет говорить о планетарных туманностях как объектах, состоящих из двух основных частей: центральной — высокотемпературной и наружной — сравнительно холодной. Вопрос же о том, к каким динамическим последствиям может привести подобное состояние, обсужден в [1].

Выражаю глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну и В. В. Соболеву за ценные замечания и интересное обсуждение настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Г. А. ГУРЗАДЯН

THE GRADIENT OF THE ELECTRON TEMPERATURE IN PLANETARY NEBULAE

G. A. GURZADIAN

The planetary nebulae do not present an isotermic gaseous formation; the electron temperature in its central parts may reach to 30000. The phenomenon of the increase of the electron temperature in the direction of the center of the nebula is explained by the weakening of the cooling effect of the ions of various elements. This effect is connected with the fact of the increase of exitation potential of the lowest metastable level for the given ion with the increase of the order of ionisation. The neglibility of the nonelastic collisions with the hydrogen atoms in nebulae is shown. The possibility of determination of electron temperature in the central parts of nebulae by observations is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. А. Гурзадян, Астрон. ж., 34, № 6, 820, 1957.
- 2. T. Osaki, Publ. Astron. Soc. Japan, 14, No. 2, 111, 1962.
- 3. C. E. Moore, Atomic Energy Levels, Washington, 1949.
- 4. M. J. Seaton, Proc. of the third Symposium on Cosmical Gas Dynamics, 1957.
- 5. S. M. Milford, Ap. J., 131, 407, 1960.
- 6. J. W. Chamberlain, Ap. J., 117, 387, 1953.
- 7. S. Miyamoto, Mem. Kyoto Imp. Univ., ser. A, XXI, No. 6, 1938: XXII, No. 4, 1939.
- 8. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки эвезд, Л., 1947.
- 9. Г. А. Гурзадян, Планетарные туманности, М., 1962.
- 10. L. H. Aller, Gaseous Nebulae, London, 1956.
- 11. В. И. Проник, Изв. КрАО., 25, 61, 1961.
- 12. Г.А. Гурзадян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 1963.