

Академик В. Г. ФЕСЕНКОВ

О ПЛОТНОСТИ ВОЛОКОН ГАЗОВО-ПЫЛЕВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Суждение о плотности газовой-пылевой туманностей может быть основано на определении их излучения единицей объема в линиях бальмеровской серии водорода. Для 14 волокон и отдельных конденсаций в типичных волокнистых туманностях NGC 6960 и NGC 6992-5 в созвездии Лебедя нами было найдено в среднем 10^{-10} эрг/см³ в красной водородной линии H_α ⁽¹⁾. Совершенно аналогичное значение было получено также Чемберлином ⁽²⁾ в среднем для 6 других волокон в тех же туманностях. Это дает возможность немедленно найти число атомов водорода n_3 в третьем квантовом состоянии согласно обычному выражению

$$E_{32} = h\nu_{32}A_{32}n_3.$$

Как известно, излучение водорода в условиях межзвездной среды обусловлено рекомбинациями свободных электронов с протонами с последующим их выпадением на более низкие уровни. Поскольку водород далеко преобладает перед всеми остальными элементами, можно считать его исключительным поставщиком свободных электронов, количество которых, таким образом, должно равняться количеству протонов:

$$n_e = n_1.$$

Предполагая, кроме того, процесс излучения стационарным, можно исходить из условия равенства количества прихода и расхода электронов на третий квантовый уровень, что представляется выражением

$$n_1 n_e C_{if} = n_3 A_{32} = \frac{E_{32}}{h\nu_{32}},$$

где

$$C_{if} = \frac{2^9 \pi^5 e^{10}}{(6\pi)^{3/2} m_e^2 c^3 h^3} \left(\frac{m_e}{kT} \right)^{3/2} \frac{1}{i^3} e^{x_i/kT} \int_{x_i/kT}^{\infty} e^{-x} \frac{dx}{x}$$

есть функция, зависящая от электронной температуры и различных атомных постоянных. Принимая, как это обычно принято, что

$$T_e = 10\,000 \text{ }^\circ\text{K},$$

и исходя из найденной нами эмиссии в красной бальмеровской линии, находим из этого выражения, что

$$n_e = n_1 = 825 \text{ см}^{-3}.$$

Для определения количества нейтральных атомов водорода n_1 , находящихся в условиях межзвездного пространства почти исключительно в основном квантовом состоянии, нужно рассмотреть механизм ионизации и возбуждения. Прежде всего следует рассмотреть иони-

зацию от соседних горячих звезд. В случае одной звезды с температурой T_* соответствующее выражение имеет вид

$$\frac{n_e n_i}{n_1} = W \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \left(\frac{T_*}{T_e} \right) e^{-h\nu_0/kT_*} e^{-\tau},$$

где W представляет фактор дилуции и оптическая толща τ характеризует поглощение в среде между звездой и туманностью в тех именно случаях, которые способны производить ионизацию. В случае рассматриваемых туманностей неизвестно ни одной близкой возбуждающей звезды, способной обусловить их свечение. Поэтому необходимо учесть все звезды, в особенности с высокой температурой, и вместе с тем принять во внимание селективное поглощение на расстоянии от каждой из подобных звезд до области пространства, занятой рассматриваемыми туманностями. Именно подобное поглощение обуславливает, как это было показано еще Б. Стремгеном, разделение межзвездного пространства на довольно резко ограниченные области нейтрального и ионизованного водорода. Без подобного поглощения нужно было бы по существу при определении фактора дилуции учитывать все звезды нашей галактики.

Мы воспользовались списком звезд ранних спектральных классов вплоть до B_2 в области $40^\circ \times 40^\circ$ вокруг рассматриваемых туманностей, предоставленных нам П. П. Паренаго, для которых можно было найти соответствующие расстояния, температуры и радиусы. Расстояние туманностей NGC 6960 и NGC 6992-5 было нами принято в 500 пс. Вычислив пространственное расположение всех звезд в этой области по отношению к туманности, мы для удобства вычислений объединили их в 31 группу по признаку близкого сходства расстояний и температур. Для каждой подобной группы, состоящей из звезд примерно одинаковой температуры и находящихся примерно на одинаковом расстоянии от туманности, были найдены суммарные телесные углы, под которыми они представляются от точки, занятой туманностью. Соответствующие оптические толщи для промежуточной среды вычислялись в двух предположениях: 1) межзвездное поглощение пропорционально λ^{-1} для всех длин волн, как это найдено для наблюдаемой области спектра, и 2) межзвездное поглощение пропорционально λ^{-1} лишь вплоть до границы лаймановской серии, а далее постоянно. Поскольку за границей серии Лаймана размеры поглощающих частиц делаются уже сравнимыми и даже большими, чем соответствующие длины волн, второе предположение нам кажется более отвечающим действительности. Кроме того для фотографической области спектра ($\lambda_{эфф} = 0,43 \mu$) для плоскости галактики, в которой расположены рассматриваемые волокнистые туманности, поглощение на килопарсек было принято в соответствии с современными данными примерно в 5 звездных величин. В этих предположениях формула для ионизации может быть выведена в следующем виде:

$$\frac{n_e n_i}{n_1} = \frac{(2\pi m_e k)^{3/2} T_e^{1/2}}{h^3} \frac{1}{4\pi} \sum_1^n \Omega \cdot 10^{-\frac{6,820}{T_*} - 9,333r} \frac{10^4}{\frac{1}{T_*} + 1,376r}$$

(первое предположение) и

$$\frac{n_e n_i}{n_1} = \frac{(2\pi m_e k)^{3/2} T_e^{1/2}}{h^3} \frac{1}{4\pi} \sum_1^n \Omega T_* \cdot 10^{-\frac{6,820}{T_*} - 9,333r} \cdot 10^4$$

(второе предположение).

Ω и r представляют суммарный телесный угол и расстояние от туманности до каждой звездной группы. Под знаком суммирования по всем группам звезд температура T_* выражена в единицах $10\,000^\circ$, r выражено в килопарсеках.

Принимая теперь $n_e = n_i = 825 \text{ см}^{-3}$, как было получено ранее, и $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$, находим: $n_1 = 69\,000$ (первое предположение); $n_1 = 47\,000$ (второе предположение), что соответствует пространственной плотности в $1,15 \cdot 10^{-19}$ и $0,786 \cdot 10^{-19} \text{ г/см}^3$.

Оказывается, таким образом, что рассмотренные волокнистые туманности находятся в основном в области нейтрального водорода, и потому их излучение сравнительно слабо, несмотря на значительную плотность.

Можно поставить задачу определения отношения n_1/n_i в случае ионизации электронным ударом, хотя для нас еще не ясна причина поддержания кинетической энергии электронов. Для этого определения может служить условие баланса ⁽⁴⁾, выражающее, что число атомов, ионизованных из основного состояния путем столкновений нейтральных атомов с электронами, равно числу рекомбинаций ионов водорода с электронами, рассчитываемых на все уровни. Очевидно, что это условие непосредственно дает отношение n_1/n_i .

Предполагая, что скорости электронов удовлетворяют максвелловскому распределению и принимая попрежнему электронную температуру равную $10\,000^\circ\text{K}$, находим, используя результаты Чемберлина ⁽⁴⁾, что $n_1/n_i = 1,74 \cdot 10^3$, т. е. получаем снова значительное повышение числа нейтральных атомов над ионами водорода.

Найденные значения плотности волокон туманностей NGC 6960 и NGC 6992-5 порядка 10^{-19} г/см^3 представляют скорее нижний предел по следующим соображениям:

1) электронная температура T_e должна быть принята значительно меньшей $10\,000^\circ\text{K}$, насколько можно судить по относительным интенсивностям эмиссионных линий 3727, дублета небулия и линиям бальмеровской серии. Уменьшая T_e , мы тем самым несколько увеличиваем значение n_1 ;

2) не учитывалась депрессия в интенсивности спектра непосредственно за пределами серии Лаймана, которая должна понижать число ионизаций и тем самым увеличивать количество нейтральных атомов ⁽⁵⁾;

3) не учитывалось поглощение между наблюдателем и туманностью, которое на расстоянии, обычно принимаемом в 500—1000 пс, может составить несколько звездных величин. Если это поглощение, определенное для фотографических лучей, пересчитать на длину волны красной бальмеровской линии, то энергетическое излучение волокон, а следовательно, и определяемая по этому излучению плотность может увеличиться примерно на порядок.

Поступило
19 IV 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Г. Фесенков, Д. А. Рожковский, Астр. журн., 31, в. 1 (1954).
² J. W. Chamberlain, Aph. J. (May 1953), Excitation of the Network Nebulae.
³ В. А. Амбарцумян и др., Теоретическая астрофизика, 1952, стр. 431.
⁴ J. W. Chamberlain, Aph. J. (May 1953), Collisional Excitation of Hydrogen.
⁵ L. Aller, Aph. J. (Nov. 1953).