

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

МАЙ, 1979

ВЫПУСК 2

УДК 524.5

РАСЧЕТ ИОНИЗАЦИИ И ЛИНЕЙЧАТОГО ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ТУМАННОСТИ Т ТАУ

В. В. ГОЛОВАТЫЙ, И. В. ШПЫЧКА, О. С. ЯЦЫК

Поступила 12 декабря 1978

Расчетана ионизация атомов H, He, O, N, Ne, S и вычислен эмиссионный линейчатый спектр ряда моделей туманности Т Тау. Модели различались параметрами F_0 и α , характеризующими энергетический L_c -спектр источника Т Тау, а также оптической толщиной туманности τ_{L_c} . Химический состав туманности Т Тау принят близким к нормальному содержанию элементов в газовых туманностях. Показано, что наилучшее согласие с наблюдаемыми достигается для модели оптически толстой туманности ($\tau_{L_c} \geq 1$), находящейся на расстоянии 0.5 от Т Тау, при значениях концентрации атомов водорода $N(H) \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $F_0 = 6 \cdot 10^{-29} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$ (на расстоянии Земли), $\alpha = -3.8$, полученных нами ранее [3]. Сделан вывод, что найденный L_c -спектр справедлив в области λ 912—250 А, затем он становится более крутым и в области $\lambda < 228$ А сильно падает с уменьшением длины волны.

1. Введение. Анализ эмиссионного линейчатого спектра (ЭЛС) туманности Т Тау [1, 2] позволяет предположить, что механизм возбуждения ее свечения радиативный. Источник L_c -квантов при этом находится внутри туманности и, видимо, связан с самой Т Тау. Нами были определены параметры $F_0 \approx 6 \cdot 10^{-29} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$ и $\alpha \approx -3.8$, характеризующие распределение энергии этого источника за лаймановским пределом [3]. Заметим, что указанные значения F_0 и α справедливы только в диапазоне длин волны λ 912—228 А, то есть там, где в основном светятся атомы H⁰ и He⁰ (ионы He⁺ в туманности не наблюдаются). На рис. 1 показано «сшивание» найденного L_c -спектра с исправленным за межзвездное поглощение $A_V \approx 1.0$ непрерывным спектром Т Тау в видимой и инфракрасной областях, наблюдаемые потоки для которых взяты из работ [4, 5]. Согласие этих спектров, как видно, хорошее и, возможно, указывает на то, что

их природа одна и та же. Но прежде чем делать какие-либо выводы о механизме свечения Т Тау или о механизме возбуждения свечения туманности, необходимо проверить достоверность найденных значений F_0 и α . В ра-

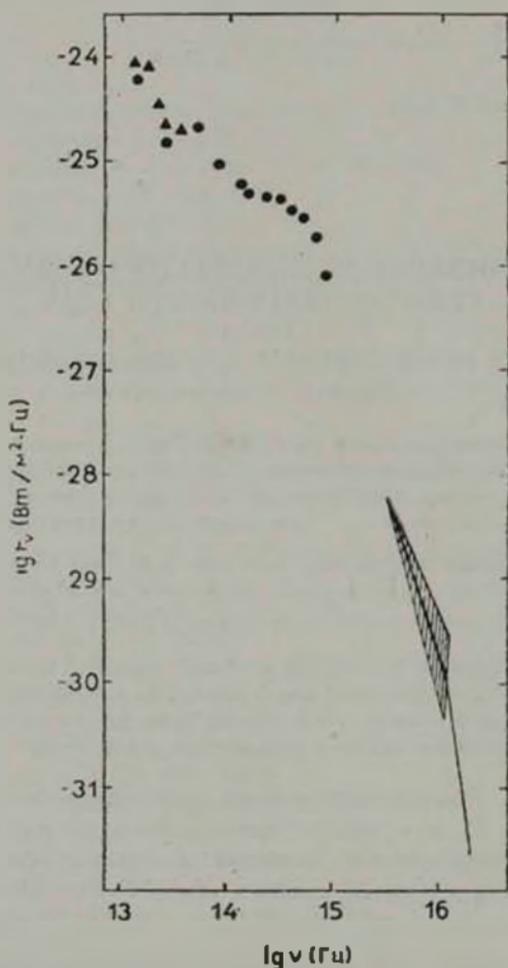


Рис. 1 Энергетический спектр источника Т Тау в инфракрасной, видимой и L_c -областях. Штриховая линия указывает на увеличение крутизны энергетического спектра в области $\lambda < 228$ А. Заштрихованной областью отмечена неопределенность в значении F_0 .

боте [3] было показано, что эти параметры хорошо объясняют наблюдаемую ионизацию кислорода в туманности и электронную температуру в ней. Однако более важной проверкой достоверности этих параметров является

объяснение с их помощью всего наблюдаемого линейчатого спектра туманности, а также других ее характеристик. Такая попытка предпринята в этой работе.

Найденные значения F_0 и α позволили рассчитать конкретные модели туманности Т Тау и вычислить их ЭЛС, сравнение которого с наблюдаемым спектром туманности позволит уточнить величины F_0 и α . Такие расчеты, как известно, осуществляются совместным решением уравнений ионизационного равновесия и энергетического баланса. Основой для этих вычислений послужили опубликованные Шварцем [2] результаты спектрофотометрии туманности, полученные автором на 2.1 и 5-м телескопах.

2. Уравнения ионизационного равновесия и энергетического баланса. Вывод уравнений, а также метод расчета ионизации атомов в низкотемпературной газовой среде подробно рассмотрен в работах [6, 7].

В случае $\tau_{L_i} \ll 1$ уравнения ионизационного равновесия в общем виде запишутся так:

$$\frac{A_{i+1}}{A_i} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0(A_i) \tau_0(A_i)}{N_e h \sum_j C_j(A_{i+1})} \int_0^\infty x^{2+k-1} dx, \quad (1)$$

где R — расстояние от Земли до Т Тау; r — расстояние от Т Тау до внутренней границы туманности; $F_0(A_i)$ — поток излучения от источника Т Тау на расстоянии Земли у пределов главных серий атомов A_i , выраженный в $\text{эрг/см}^2\text{с} \cdot \text{Гц}$; $C_j(A_{i+1})$ — коэффициент рекомбинации, просуммированный по всем уровням; τ_0 — эффективное сечение поглощения у пределов главных серий соответствующих атомов; N_e — концентрация электронов в 1 см^3 ; k — показатель, учитывающий зависимость α от частоты; h — постоянная Планка. Здесь также принято обозначение $x = \nu/\nu_0(A_i)$.

Есть, однако, основания полагать [3], что оптическая толщина туманности в частотах лаймановского континуума большая, но, видимо, не настолько, чтобы в расчетах необходим был точный учет диффузного L_i -излучения. Мы учли его приближенно [7]. Здесь, очевидно, следует привести те окончательные выражения, по которым проводились расчеты.

Так как относительное обилие тяжелых элементов невелико, то непрозрачность газа в туманности для случая $\tau_{L_i} \gg 1$, естественно, определяется только атомами Н и He. В интервале длин волн λ 912—504 Å она определяется только атомами H^0 , а в диапазонах λ 504—228 Å и λ 228—100 Å — атомами H^0 , He^0 и H^0 , He^0 , He^+ соответственно. Граница третьего интервала λ 100 Å обусловлена тем, что в этом районе начинается эффективное поглощение ионами O^{++} , $\text{O}^{++\gamma}$ и др. [8]. Тогда оптические толщины в каждом из интервалов запишутся так:

$$912-504 \text{ \AA} - \tau_x^{\cdot}(\text{H}^0) = \tau_0^{\cdot}(\text{H}^0) x^{-3};$$

$$504-228 \text{ \AA} - \tau_x^{\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0) = \tau_0^{\cdot}(\text{He}^0) x^{-2.3} + 0.17 \tau_0^{\cdot}(\text{H}^0) x^{-3}; \quad (2)$$

$$228-100 \text{ \AA} - \tau_x^{\cdot\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+) = \tau_0^{\cdot\cdot\cdot}(\text{He}^+) x^{-3} + 0.16 \tau_0^{\cdot}(\text{He}^0) x^{-2.3} + \\ + 0.015 \tau_0^{\cdot}(\text{H}^0) x^{-3},$$

где τ_0 — оптическая толщина туманности непосредственно за лаймановским пределом, обусловленная атомами сорта Z (последние указаны в скобках), а $x = \nu/\nu_0(Z)$. Количество штрихов здесь и в дальнейшем указывает на принадлежность к соответствующему интервалу длин волн. Для упрощения расчетов и без особой потери точности можно принять суммарную зависимость оптической толщины от x : $\tau_x^{\cdot} \sim x^{-3}$, а $\tau_x^{\cdot\cdot\cdot} \sim x^{-3}$.

Таким образом, для атомов, граница поглощения которых находится в интервале λ 912—504 А, уравнения ионизационного равновесия имеют следующий вид:

$$\frac{A_{i+1}}{A_i} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0(A_i) \sigma_0^{\cdot}(A_i)}{N_e h \left[\sum_{\tau} C_i(A_{i+1}) + C_1 e^{-\tau_0^{\cdot}} \right]} \left\{ \int_1^a x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot}(\text{H}^0)} dx + \right. \\ \left. + \left[\frac{\sigma_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)}{\sigma_0^{\cdot}(A_i)} \right] \left| \frac{\nu_0^{\cdot}}{\nu_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)} \right|^2 \int_1^{2.21} x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0)} dx + \right. \\ \left. + \left[\frac{\sigma_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)}{\sigma_0^{\cdot}(A_i)} \right] \left| \frac{\nu_0^{\cdot\cdot\cdot}}{\nu_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)} \right|^2 \int_1^{2.78} x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+)} dx \right\}. \quad (3)$$

Аналогичные выражения запишутся и для атомов, граница поглощения которых находится в интервале длин волн 504—228 А и 228—100 А:

$$\frac{A_{i+1}}{A_i} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0(A_i) \sigma_0^{\cdot}(A_i)}{N_e h \left[\sum_{\tau} C_i(A_{i+1}) + C_1 e^{-\tau_0^{\cdot}} \right]} \left\{ \int_1^b x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0)} dx + \right. \\ \left. + \left[\frac{\sigma_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)}{\sigma_0^{\cdot}(A_i)} \right] \left| \frac{\nu_0^{\cdot\cdot\cdot}}{\nu_0^{\cdot}(A_i)} \right|^2 \int_1^{2.78} x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+)} dx \right\}; \quad (4)$$

$$\frac{A_{i+1}}{A_i} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i) \sigma_0^{\cdot\cdot\cdot}(A_i)}{N_e h \left[\sum_{\tau} C_i(A_{i+1}) + C_1 e^{-\tau_0^{\cdot\cdot\cdot}} \right]} \int_1^c x^{a+k-1} e^{-\tau_x^{\cdot\cdot\cdot}(\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+)} dx,$$

где $\sum_i C_i$ — коэффициент рекомбинации, просуммированный по всем уровням, начиная со второго; C_1 — коэффициент рекомбинации на первый уровень. Верхние пределы интегрирования a, b, c в уравнениях (3), (4) соответственно равны $v_0/v_0(A_i), v_0''/v_0''(A_i)$ и $3 \cdot 10^{10}/v_0''(A_i)$, а v_0' и v_0'' — начала второго и третьего интервалов. В остальных случаях интегрирование ведется по ширине интервалов.

При выводе уравнений (3) и (4) предполагалось, что атомы H^0 поглощают излучение $\lambda 912-100 \text{ \AA}$, атомы He^0 — $\lambda 504-100 \text{ \AA}$, а ионы He^+ — $\lambda 228-100 \text{ \AA}$. Распределение энергии в спектре источника Т Тау в области $\lambda < 228 \text{ \AA}$ нам неизвестно, поэтому в расчетах мы приняли, что его характер в этом диапазоне является продолжением найденного L_{α} -спектра.

Модель оптически тонкой туманности нами все же рассматривалась, так как это позволило правильно оценить те параметры, с которыми затем рассчитывалась ионизация атомов в случае $v_0 \geq 1$. Кроме того, это дало возможность изучить влияние дисперсии ионизации и α на ЭЛС туманности.

Энергетический баланс свободных электронов подробно рассматривался В. И. Проником [9]. По условию баланса средняя энергия электронов, образовавшихся в туманности при ионизации H и He (энергия нагрева), равна потерям энергии на возбуждение запрещенных линий разных ионов, ионизацию и возбуждение H^0 электронным ударом, а также излучение при свободно-свободных и свободно-связанных переходах (энергия охлаждения):

$$E = E_{H^0} + E_{H^+} + E_{I-J} + E_{J-\infty} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с.} \quad (5)$$

Другими возможными источниками нагрева или охлаждения газа в туманности мы пренебрегли. Поскольку основную долю энергии свободные электроны получают во время ионизации атомов, то главным источником образования и нагрева электронов является L_{α} -излучение. При этом основным поставщиком электронов, несомненно, являются H и He.

Начальная энергия свободных электронов, получаемая ими при ионизации H^0, He^0 и He^+ , запишется в виде

$$E = N_1 [E(H^0) H^+ \sum_i C(H^+) + E(He^0) He^+ \sum_i C(He^+) + \\ + E(He^{++}) He^{++} \sum_i C(He^{++})] \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с,} \quad (6)$$

где $E(Z)$ — энергия электронов, образовавшихся при ионизации H^0, He^0 или He^+ , а H^+ и He^{++} — плотность соответствующих ионов в

1 см^3 . Усреднение энергий производилось по количеству соответствующих актов ионизаций, равному числу всех рекомбинаций.

Выражения для средней энергии электронов, образовавшихся при ионизации H и He, приведены в работе [7], а выражения для потерь энергии на различные процессы охлаждения — в [10]. Заметим лишь, что при определении суммарной энергии, расходуемой электронами на возбуждение запрещенных линий, здесь учитывались также потери энергии на возбуждение небулярных линий [O I] и [Ne III].

Уравнения ионизационного равновесия и энергетического баланса дополняют условия

$$\begin{aligned} \sum A_i &= A = \text{const}, \\ \text{H}^+ + \text{He}^+ + 2\text{He}^{++} &= N_e, \end{aligned} \quad (7)$$

где A — полное число атомов данного химического элемента в 1 см^3 .

Метод расчета ионизации и вычисления ЭЛС в случае $\tau_L \ll 1$ подробно изложен в [10], а для случая $\tau_L \gg 1$ — в [6, 7]. При $\tau_L \gg 1$ ионизация рассчитывалась последовательным вычислением ее для тонких плоскопараллельных слоев, на которые разбивалась туманность. При вычислении степени ионизации на границе первого слоя принималось $\tau = 0$. После этого определялось обилие различных атомов A_i в этом слое и по известной формуле $\tau(Z) = Z^2(Z) d$ (d — толщина слоя, а Z относится к H^0 , He^0 или He^{++}) находилась его оптическая толщина $\tau_0(Z)$ и, соответственно, степень ионизации на границе следующего слоя. Так продолжалось до тех пор, пока все ионы H и He не переходили в нейтральное состояние ($\text{H}^+/\text{H}^0 < 10^{-3}$) и суммарная оптическая толщина слоев не была достаточно большой ($\tau_0(\text{H}^0) \sim 70$ [3]). Это, заметим, давало возможность оценить также линейные размеры туманности. В результате расчета ионизации атомов находилось распределение ионов A_i , а также N_e и T_e по толщине туманности.

Для перехода от относительного обилия ионов $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ и $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ к интенсивностям соответствующих рекомбинационных линий использовались известные соотношения [11]:

$$\begin{aligned} \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} &= a \frac{I_{\text{He I}}}{I_{\text{H I}}}, \\ \frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+} &= 0.084 \frac{I_{\text{He II}}}{I_{\text{H}\beta}}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $a = 2.03, 0.724$ и 4.27 для $\lambda 4471 \text{ He I}$, $\lambda 5876 \text{ He I}$ и $\lambda 7065 \text{ He I}$ соответственно.

Относительные интенсивности запрещенных линий вычислялись по аналогичным формулам:

$$\frac{I_{\text{запр}}}{I_{H\alpha}} = \frac{A_i}{H} \psi(N_e, T_e), \quad (9)$$

где $\psi(N_e, T_e)$ — специальная функция, численные значения которой для каждой из линий приведены в работе [12]. Мы использовали новые значения $\psi(N_e, T_e)$ [13], полученные с уточненными величинами вероятностей спонтанных переходов A и параметров удара ψ .

Средневзвешенные значения обилий ионов A_i , необходимые для определения среднего ЭЛС, находились по формуле $A_i = \frac{\sum A_i N_i}{\sum N_i}$, где суммирование проводилось по всем слоям, на которые разбивалась туманность. Это же выражение использовалось для определения средневзвешенного значения N_e . Необходимые для вычисления ЭЛС средние значения электронной температуры для каждого из ионов соответствовали T_e на той глубине туманности, где свечение данной линии было максимальным.

Все вычисления проводились на ЭВМ «М-222» Львовского университета.

3. *Результаты вычислений и их обсуждение.* Рассчитывалась ионизация атомов H, He, O, N, Ne и S, то есть тех, линий которых наблюдаются в туманности. Эффективные сечения атомов O, N, Ne, необходимые для расчета ионизации, взяты из работы [14], а для S — из [15]. Для водорода и гелия принято: $\sigma_0(\text{H}^0) = 6.3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$; $\sigma_0(\text{He}^0) = 8.0 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma_0(\text{He}^1) = 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Коэффициенты радиативной рекомбинации для O, N, Ne и S взяты из работы [16], а для H и He — из [17].

Химический состав газа был принят нормальным: $\text{He}/\text{H} = 0.19$; $\text{O}/\text{H} = 5.9 \cdot 10^{-4}$; $\text{N}/\text{H} = 2.4 \cdot 10^{-4}$; $\text{Ne}/\text{H} = 1.1 \cdot 10^{-4}$ и $\text{S}/\text{H} = 0.5 \cdot 10^{-4}$. Мы задавались обилием подорода H, а содержание других элементов определялось принятым химическим составом туманности. Величина H подбиралась так, чтобы найденное в результате расчетов значение N_e при заданном химическом составе было близко к наблюдаемому. В результате оказалось, что величина H примерно равна 10^4 см^{-3} .

Для проведения расчетов необходимо знать величину F_0 на внутренней границе туманности. Расстояние r туманности от Т Тау неизвестно (на имеющихся фотографиях Т Тау [2] туманность не отделяется от звезды), поэтому первычисление F_0 было сделано для случаев $r = 2'', 1''$ и $0.5''$. Оптимальное значение r затем выбиралось из условия, чтобы линейные размеры туманности d , полученные в результате расчета ионизации в случае $\tau_{\lambda} \approx 1$, были близки к ее наблю

даемым размерам. Таким образом, расчет ионизации проводился при $F_0 = 6.35 \cdot 10^{-16}$, $2.54 \cdot 10^{-13}$ и $1.02 \cdot 10^{-14}$ эрг/см²·с·Гц, что соответствует величине $r = 2'$, $1''$ и $0.5''$. При этом величина α принималась равной -2 , -3 , -3.8 и -6 , что позволило проследить, как дисперсия α влияет на ионизацию и, следовательно, на ЭЛС туманности.

С наблюдениями сравнивались ЭЛС, N_e , T_e и размеры туманности d . Соответствующие величины представлены в табл. 1, где во второй колонке приведены наблюдаемые [2] параметры туманности, а в последующих — вычисленные для различных моделей. Модели, как упоминалось выше, различались значениями F_0 на внутренней границе туманности, ее оптической толщины, а также значениями спектрального индекса. Заметим, что величина d , соответствующая $r = 2''$ и $1''$, оказалась значительно меньше наблюдаемых размеров туманности и эти модели в таблицу не включены.

Анализ приведенных в таблице данных показал, что наилучшее согласие с наблюдениями достигается для модели оптически толстой туманности, находящейся на расстоянии $\sim 0.5''$ от Т Тау и при $\alpha = -3.8$. Выявленное при этом расхождение вычисленного и наблюдаемого значений интенсивности линии $\lambda 4959 + 5007$ [O III/H] можно, видимо, объяснить тем, что энергетический L_e -спектр источника Т Тау в области длин волн $\lambda \leq 228$ А на самом деле значительно круче принятого нами и, как отмечалось вначале, справедливо только в области $\lambda 912-228$ А. Что же касается различия в интенсивностях линий [O I] и [N I], то трудности в их объяснении являются общеизвестными (они имеются и при интерпретации физических условий в планетарных туманностях). Имеющиеся же расхождения других эмиссионных линий можно объяснить неточностью принятого химического состава туманности.

Изменение N_e , T_e и ионизации различных элементов с глубиной в туманности для принятой модели показано на рис. 2, а соответствующее распределение излучения в каждой из линий — на рис. 3. Видно, что свечение туманности в эмиссионных линиях простирается почти до $1.5 \cdot 10^{16}$ см. Эта величина немного меньше наблюдаемых размеров туманности, но такое расхождение, видимо, легко можно объяснить принятым нами способом учета диффузного излучения. Как показано в работе [18], более точный учет последнего увеличивает зону свечения. Вполне вероятно, что точный учет диффузного излучения улучшит и согласие линейчатых спектров.

4. **Заключение.** Таким образом, с помощью найденных нами в работе [3] значений F_0 и α можно объяснить все наблюдаемые параметры туманности. Это подтверждает сделанное выше предположение о том, что радиативные процессы в возбуждении свечения туманности Т Тау являются преобладающими. Найденный характер энергетического L_e -спектра спра-

ВЫЧИСЛЕННЫЙ ЭМИССИОННЫЙ ЛИНЕЙЧАТЫЙ СПЕКТР ТУМАННОСТИ Т ТАУ

Линия	$A_{\nu} = 1.0$ I_{ν}/H_{β}	$\tau_{\nu} \ll 1$								$\tau_{\nu} \geq 1$		
		2'				0.5"				0.5"		
		$x = -6$	$x = -3.8$	$x = -3$	$x = -2$	$x = -6$	$x = -3.8$	$x = -3$	$x = -2$	$x = -3.8$	$x = -3$	$x = -2$
[O II] 3727+29	1.71	0.52	1.54	1.75	2.52	1.23	1.06	1.02	0.80	1.49	1.44	0.72
[Ne III] 3859-3368	0.078	0.0003	0.02	0.08	0.47	0.02	0.33	1.06	3.98	0.15	0.32	1.18
[S II] 4068 + 76	0.67	0.12	0.28	0.36	0.48	0.19	0.10	0.07	0.09	0.21	0.20	0.0.3
[O III] 4353	—	$2 \cdot 10^{-5}$	0.001	0.005	0.04	0.001	0.02	0.1	0.69	0.014	0.11	0.11
He I 4171	—	0.03	0.07	0.05	0.06	0.08	0.09	0.07	0.04	0.054	0.078	0.089
He II 4585	—	0.0001	0.005	0.03	0.14	0.004	0.13	0.43	1.36	0.014	0.043	0.18
H α 4361	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
[O III] 4759+5067	0.30	0.04	0.93	2.85	10.6	0.95	8.59	17.4	35.4	4.68	4.75	22.7
[N I] 5198+5200	0.22	0.01	0.01	0.01	0.01	0.001	0.0003	0.0003	0.0003	0.006	0.0001	0.0021
[N II] 5755	(0.05)	0.01	0.03	0.03	0.05	0.02	0.02	0.03	0.079	0.040	0.046	0.017
He I 5876	(0.10)	0.09	0.19	0.22	0.23	0.23	0.24	0.21	0.10	0.12	0.22	0.25
[O I] 6300 + 63	1.71	0.04	0.06	0.04	0.03	0.005	0.002	0.001	0.0003	0.001	0.0005	0.0082
[N II] 6548+94	1.87	2.72	4.67	4.92	5.05	3.38	2.06	1.66	1.59	5.33	3.70	0.59
[S II] 6717+31	2.77	0.71	1.16	1.43	0.92	0.86	0.35	0.17	0.15	0.84	0.56	0.18
He I 7055	0.07	0.015	0.03	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.02	0.03	0.037	0.042
[O II] 7319+30	$\begin{matrix} > 0.16 \\ < 0.4 \end{matrix}$	0.01	0.05	0.08	0.14	3.68	0.05	0.07	0.12	0.10	0.122	0.045
N_e ; 10^3 cm^{-3}	~ 10	9.8	10.7	11.0	11.4	11.6	11.9	12.2	13.0	10.0	10.8	11.0
T_e ; 10^3 K	7-9	5.9	7.0	7.6	8.9	6.8	8.2	10.0	16.6	8.0	9.0	10.0
d ; 10^{14} cm	~ 2.0	—	—	—	—	—	—	—	—	1.25	1.50	2.2

ведлив в области длин волн от λ 912 до λ 250 А. Затем он становится более крутым и в области $\lambda < 228$ А, очевидно, резко падает с уменьшением длины волны. На это указывает и слабая интенсивность или даже отсут-

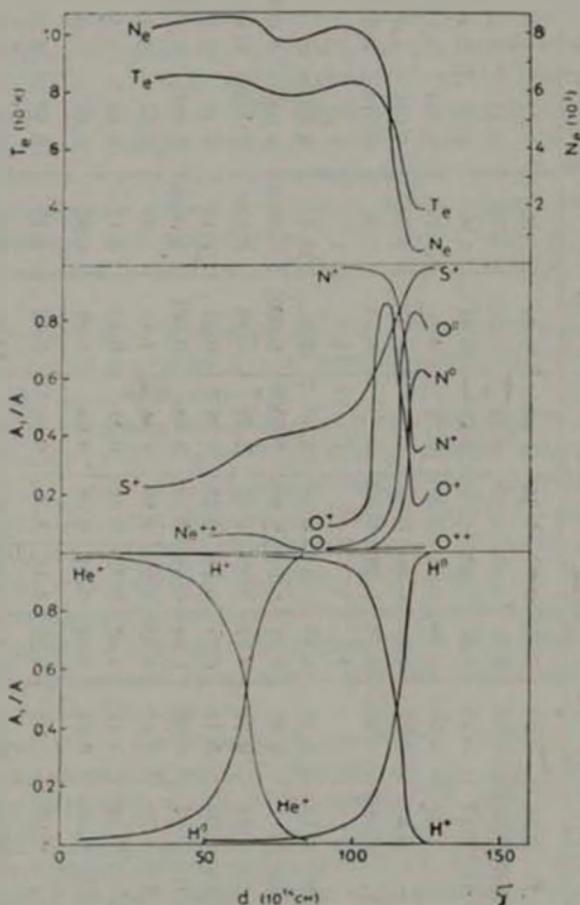


Рис. 2. Изменение электронной плотности, температуры и ионизации атомов с толщиной туманности Т Тау.

ствии в туманности эмиссионных линий ионов с большим потенциалом ионизации. Такой характер L_c -спектра, в частности, свидетельствует о том, что в рентгеновском диапазоне Т Тау не должна светиться. Теперь, естественно, возникает вопрос о механизме образования L_c -излучения в объекте столь позднего спектрального класса, каким является Т Тау. Имеющиеся

сведения о характере энергетического L -спектра источника Т Тау позволят теперь рассмотреть этот вопрос количественно, принимая во внимание и спектральное распределение энергии. Эти результаты вместе с данными о

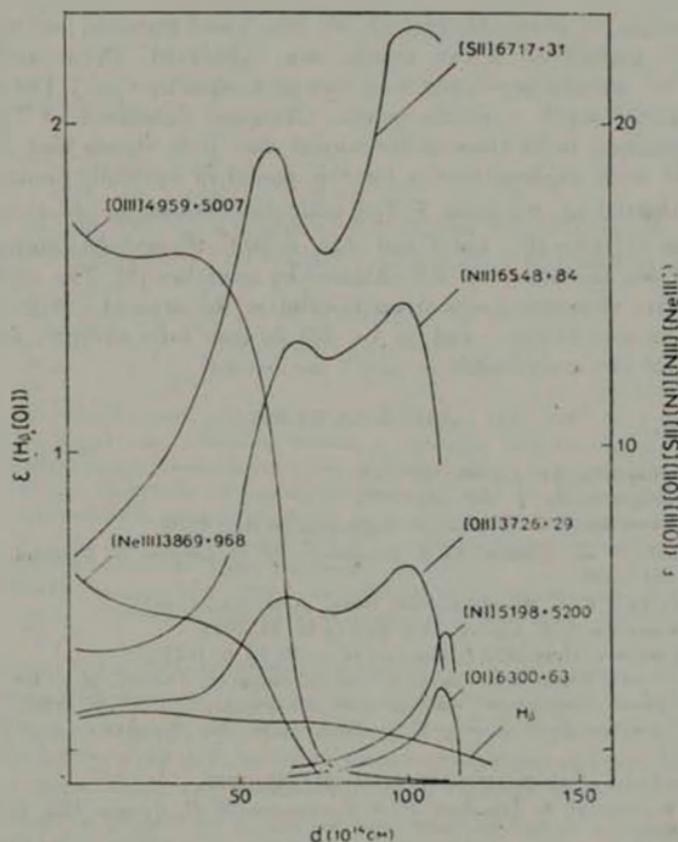


Рис. 3. Изменение объемной светимости газа и различных линиях с толщиной туманности (единицы излучения произвольные). Для линии H_{β} и λ 6300+63 [O I] масштаб по вертикальной оси увеличен в 10 раз.

свечении Т Тау в радио, ИК и видимом диапазонах позволят глубже изучить проблему механизма излучения звезды. Результаты такого анализа предполагается опубликовать в следующей работе.

CALCULATION OF IONIZATION AND LINE EMISSION
OF T TAU NEBULA

V. V. GOLOVATYJ, I. V. SHPYCHKA, O. S. YATSYK

Ionization of atoms H, He, O, N, Ne, S and emission line spectrum for some models of T Tau nebula are calculated. These models are different in parameters F_0 and α of energy L_ν -spectrum of T Tau source and in optical depth τ_ν of the nebula. Chemical abundance of T Tau nebula is assumed to be close to the normal one. It is shown that the best agreement with observations is for the model of optically thick nebula ($\tau_\nu \geq 1$) situated at 0.5 from T Tau with the values of H atoms concentration $N(\text{H}) \simeq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $F_0 = 6 \cdot 10^{-29} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ (at the distance of the Earth), $\alpha = -3.8$ obtained by us earlier [3]. The conclusion is made that obtained L_ν -spectrum is valid in the area of λ 912–250 Å, then it becomes steeper, and in $\lambda < 228 \text{ Å}$ area falls abruptly with the decrease of the wavelength.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Schwartz, Ap. J., 191, 419, 1974.
2. R. D. Schwartz, Ap. J., 195, 631, 1975.
3. В. В. Головатый, И. В. Шпычка, *Астрофизика*, 12, 613, 1976.
4. F. J. Low, H. L. Johnson, D. E. Kleinman, A. S. Latham, S. L. Gotsel, Ap. J., 160, 531, 1970.
5. C. L. Imhoff, E. E. Mendoza, Rev. Mexic. Astr. Ap., 1, 1974.
6. В. В. Головатый, В. И. Проник, *Изв. КрАО*, 48, 47, 1973.
7. В. В. Головатый, *Цирк. АО Львовского ун-та*, № 47, 8, 1972.
8. Г. С. Храмов, Автореферат кандидатской диссертации, ГАИШ, М., 1965.
9. В. И. Проник, Автореферат кандидатской диссертации, ГАИШ, М., 1960.
10. В. В. Головатый, В. И. Проник, О. С. Яцык, *Цирк. АО Львовского ун-та*, № 51, 3, 1976.
11. M. Brocklehurst, M. N., 153, 471, 1971; 157, 211, 1972.
12. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. К. Годовников, В. И. Проник, *Изв. КрАО*, 39, 47, 1969.
13. В. В. Головатый, О. Жуков, *Проблемы космической физики*, № 9, 1974.
14. M. Seaton, Rev. Mod. Phys., 30, 979, 1959.
15. J. Silk, R. Brown, Ap. J., 163, 455, 1971.
16. S. M. Aldrovandi, D. Peguinot, *Astr. Astrophys.*, No. 25, 137, 1973.
17. A. Burgess, M. Seaton, M. N., 120, 121, 1960.
18. В. В. Головатый, *Цирк. АО Львовского ун-та*, № 48, 6, 1973.