

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

МАЙ, 1975

ВЫПУСК 2

НЕПРЕРЫВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТУМАННОСТИ ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ

Г. Т. БОЛГОВА, Г. С. ХРОМОВ

Поступила 11 октября 1974

Рассмотрены модели сферически-симметричной изотермической водородной туманности с возбуждающей звездой в центре. Рассчитаны спектры и энергии диффузного излучения туманности и прямого излучения ее ядра в лаймановском континууме на внешней границе объекта. Показано, что спектр диффузного излучения в значительной степени инвариантен по отношению ко всем параметрам моделей, кроме T_e .

Суммарная потеря энергии L_c -излучения ядра через внешнюю границу ионизованной туманности в среднем достигает 20–30% — даже при значительной оптической толщине объекта τ_0 . Большая часть этой энергии выносится прямым ионизирующим излучением, хотя относительный вклад диффузного L_c -излучения туманности доходит до 30% при малых температурах возбуждающей звезды и больших τ_0 .

Результаты работы применимы в расчету энергетического баланса системы звезда—туманность, расчету нагрева пылевых частиц и ионизации окрестной межзвездной среды, а также для оценки условий наблюдаемости далекого ультрафиолетового излучения подобных объектов.

Введение. Теория свечения газовых туманностей принадлежит к наиболее разработанным разделам астрофизики. Она хорошо объясняет свечение этих объектов в радиочастотном и видимом спектре. Теоретические расчеты спектра туманностей от ближней ультрафиолетовой области вплоть до предела серии Лаймана уже существуют и ждут наблюдательной проверки. Наряду с этим, нам не известны опубликованные расчеты свечения туманностей в еще более коротковолновой части спектра — за лаймановским пределом.

Есть причины, оправдывающие интерес к этой спектральной области. Многие диффузные и планетарные туманности, вероятно, являются полностью ионизованными, и потому их излучение в частотах лаймановского континуума может иметь отличную от нуля интенсив-

ность и уносить значительную энергию. В свою очередь, эта энергия способна нагревать пылевые частицы в окрестности туманности и преобразовываться в далекое инфракрасное излучение, либо ионизовать межзвездную среду. Кроме того, быстрое развитие внеатмосферной астрономии вскоре даст возможность непосредственно наблюдать небесные объекты, в том числе туманности в лаймановском континууме.

Эта работа посвящена расчету непрерывного излучения в лаймановском континууме, выходящего из полностью изолированной сферической газовой туманности, более всего напоминающей типичную планетарную туманность, при некоторых упрощающих предположениях, оправданных как сложностью задачи, так и недостаточностью наших знаний о туманностях.

Модель туманности. Выбранная нами модель туманности во многом аналогична изученной Хаммером и Ситоном [1]. Туманность, состоящая в нашем случае из чистого водорода, считается сферически-симметричной и однородной с плотностью $N_H = 1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, а также изотермичной, т. е. возможные изменения электронной температуры с радиусом туманности не учитываются. В центре туманности находится возбуждающая звезда с планковским спектром и постоянной светимостью при температуре T_* .

Геометрическая картина туманности соответствует выбранному значению оптической толщины с коротковолновой стороны от лаймановского предела: $\tau(912\text{A}) = \tau_0$. При этих исходных положениях построена сетка моделей, параметры которых даны в табл. 1.

Таблица 1
ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ
 $W = 1 \cdot 10^{-12}$, $N_H = 1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$

$T_* = 1.2 \cdot 10^4 \text{ K}$		$T_* = 2.0 \cdot 10^4 \text{ K}$	
τ_0	$T_e (10^4 \text{ K})$	τ_0	$T_e (10^4 \text{ K})$
0.5	4.0, 7.0, 10.0	0.5	4.0, 7.0, 10.0
1.5	4.0, 7.0, 10.0	1.5	4.0, 7.0, 10.0
3.5	4.0, 7.0, 10.0	3.5	4.0, 7.0, 10.0

Для каждой из моделей рассчитывались: ионизация водорода в зависимости от оптической глубины, спектр и интенсивность прямого излучения ядра и диффузного излучения туманности в лаймановском континууме на внешней границе туманности и интенсивность диффузного излучения в зависимости от угла выхода.

Предположение, что туманность состоит из чистого водорода значительно упрощает расчеты, хотя, несомненно, идеализирует модель.

Впрочем, гипотеза о планковском характере спектра возбуждающей звезды является существенно большей идеализацией, пока, к сожалению, неизбежной. Поэтому не ясно, что выиграет наш расчет от учета сравнительно обильной гелиевой компоненты газовой среды. В первом приближении, мы попытались учесть одно очевидное обстоятельство, связанное с присутствием гелия в туманности — существование внутренней зоны ионизации He II. Для этого мы обрывали коротковолновую часть спектра прямого ионизирующего излучения возбуждающей звезды с $\lambda \leq 228\text{A}$.

Метод расчета. Для определения ионизационной структуры и диффузного излучения туманности мы решали задачу о переносе ионизирующего излучения в водородной туманности. В качестве исходных соотношений брались уравнения переноса излучения и лучистого (или ионизационного) равновесия в форме, предложенной В. В. Соболевым ([2], стр. 350):

$$\cos \theta \frac{dJ_\nu}{d\tau} = - \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^2 J_\nu + \frac{h}{E_1 \left(\frac{h\nu_1}{kT_e} \right)} e^{-h\nu/kT_e} S_e(\tau) \quad (1)$$

$$S_e(\tau) = p \int_{\nu_1}^{\infty} \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^2 \frac{d\nu}{h\nu} \int J_\nu \frac{d\nu}{4\pi} + S_e^0(\tau); \quad (2)$$

где при $T_e = \text{const}$

$$S_e^0(\tau) = pW \int_{\nu_1}^{\infty} \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^2 J_\nu e^{-\tau(\nu/\nu_1)} \frac{d\nu}{h\nu},$$

а J_ν — интенсивность диффузного L_ν -излучения. Остальные обозначения в выражениях (1)–(2) общепринятые.

Коэффициент диффузии W считается постоянным для всех моделей и равным $1 \cdot 10^{-22}$; его изменение с радиусом слоев в туманности не учитывается.

При очевидных граничных условиях

$$\begin{cases} J_\nu(0, \theta) = J_\nu(0, \pi - \theta) \\ J_\nu(\tau_0, \theta) = 0 \text{ при } \theta > \pi/2 \end{cases} \quad (3)$$

уравнение (2) сводится к известному в теории переноса излучения интегральному уравнению с ядром вида $K(|\tau - t|) + K(\tau + t)$ (см. (2), стр. 351). Особенность, возникающая у функции $K(\tau)$ при $\tau = 0$, снимается с помощью известного преобразования, приводящего выражение для $S_c(\tau)$ к виду

$$\begin{aligned} S_c^n(\tau) \left\{ 1 - p + \frac{p}{2} [L(\tau_0 - \tau) + L(\tau_0 + \tau)] \right\} = \\ = \frac{p}{2} \int_0^{\tau} [K(|\tau - t|) + K(\tau + t)] [S_c^{n-1}(t) - S_c^{n-1}(\tau)] dt + S_c(\tau), \end{aligned} \quad (4)$$

где $L(\tau) = \int_0^{\infty} K(t) dt$, причем $L(0) \equiv 1$.

Уравнение (4) удобно для решения методом последовательных приближений и не содержит особенностей.

С учетом всего сказанного выше решение системы (1)–(2) при граничных условиях (3) позволяет найти $J_c(\tau, \theta)$ через $S_c^0(\tau)$. Хорошая сходимость при определении функции $S_c(\tau)$ методом последовательных приближений из уравнения (4) позволяет ограничиться тремя-четырьмя приближениями.

Спектральная интенсивность прямого ионизирующего излучения в функции оптической глубины рассчитывалась с помощью очевидного соотношения

$$J_c^0 = \bar{J}_c e^{-\tau_0/\xi} \quad (5)$$

где \bar{J}_c — спектральная интенсивность прямого излучения на внутренней границе туманности.

Обсуждение результатов. 1. Ионизация водорода. Расчет ионизации водорода в зависимости от оптической глубины в туманности служит для проверки предложения, что модель остается полностью ионизованной при всех выбранных нами значениях τ_0 . Параметр ионизации $\xi = N_i/N_H$ находился из выражения

$$S_c(\tau) = \frac{N_e N^+ C_1(T_e)}{4\pi N_i k_{12}} = \text{const } \xi^{-1},$$

справедливого, если $N_e = N^+ \approx N_H$, т. е. ионизация среды остается достаточно высокой.

Графики зависимости ξ от τ для разных моделей приведены на рис. 1. Как можно видеть, модели остаются полностью ионизованными при $\tau_0 = 3.5$, хотя, по-видимому, уже при несколько больших τ_0 внешние слои становятся нейтральными.

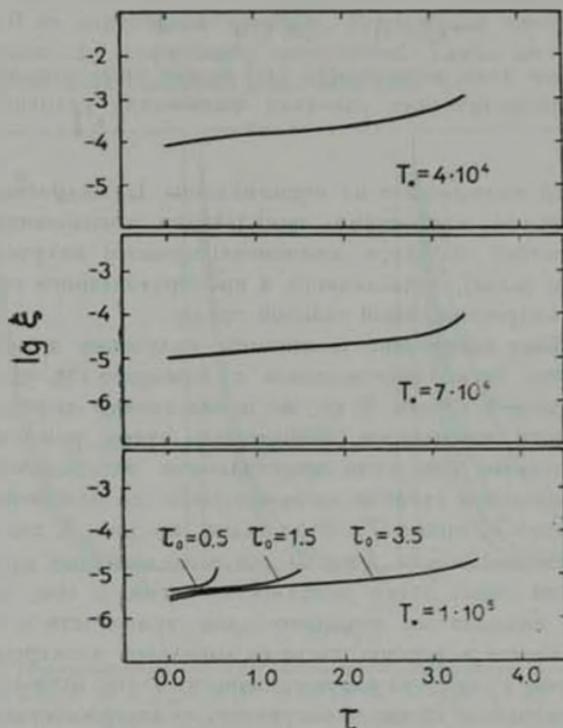


Рис. 1. Ход параметра ионизации $\xi = N_1^+ N_H$ при $T_e = 1.2 \cdot 10^5$ К и $\tau_0 = 3.5$. На нижнем рисунке показан также ход ионизации в моделях с $\tau_0 = 0.5$ и 1.5.

Типичным свойством всех зависимостей $\xi(\tau)$, подтверждаемым также расчетами других авторов (например, [1]), является сравнительно слабое уменьшение ионизации с ростом оптической глубины. Ее более быстрое падение вблизи внешней границы среды в нашем случае может объясняться локальным дефицитом диффузного L_x -излучения.

Повышение электронной температуры до $2 \cdot 10^5$ К дает незначительное, в пределах 10–15%, увеличение ионизации. Учет переработки высокочастотного L_x -излучения во внутренней зоне He III должен дополнительно повысить ионизацию в самых внутренних слоях туманности.

Зависимость ξ от коэффициента дилуции W оказывается сравнительно простой, если принять во внимание быструю сходимость последовательных приближений при решении уравнения (4). С точностью, достаточной для оценки, можно считать, что

$$\xi \sim [S_1(\tau)]^{-1} \sim [S_0^0(\tau)]^{-1} \sim W^{-1}.$$

Полученная нами зависимость $\xi(\tau)$ может быть использована при разного рода теоретических расчетах физических условий в газовых туманностях.

2. *Спектр выходящего из туманности L-излучения.* Излучение в лаймановском континууме, покидающее ионизованную газовую туманность, состоит из двух компонент: прямого излучения возбуждающей звезды (ядра), ослабленного и преобразованного туманностью, и диффузного излучения самой газовой среды.

Спектральная интенсивность прямого излучения на внешней границе туманности легко определяется с помощью (5), если известен спектр возбуждающей звезды. В то же время спектр диффузного излучения туманности приходится рассчитывать путем решения системы (1)–(2). Получаемые при этом спектральные распределения оказываются в значительной степени инвариантными по отношению ко всем параметрам моделей, кроме T_e . Это видно из рис. 2, где приведены нормированные зависимости $J_\nu(\tau_0, 0)$ для исследованных моделей.

Физический смысл этого результата состоит в том, что диффузное излучение выходит из внешнего слоя туманности с $\tau \approx 1$ и его спектр определяется в первую очередь локальной электронной температурой; условия в глубоких слоях туманности слабо влияют на спектр выходящего излучения. Этим, в частности, подтверждается известная гипотеза, используемая при расчетах переноса ионизирующего излучения в газовых туманностях и гласящая, что диффузные L-кванты поглощаются вблизи от места их возникновения (on-the-spot approximation).

Как это следует из рис. 2с, спектральные распределения выходящего диффузного L-излучения с удовлетворительной точностью можно оценить с помощью аналитического выражения для объемного коэффициента излучения газовой среды в непрерывном спектре, известного из рекомбинационной теории (см. например [2], раздел 26).

3. *Диффузное L-излучение внутри туманности и угловое распределение выходящего излучения.* На рис. 3 представлены графики, показывающие зависимость интенсивности диффузного излучения u

лаймановского предела $J_\nu(\tau, 0)$ от оптической глубины в туманности для трех из наших моделей. Поскольку спектральное распределение этого излучения можно считать практически постоянным, величина J_ν полностью характеризует его локальное поле. Видно, что на глубине $\tau = 0.5 - 1.0$ от внутренней границы туманности имеет место максимум интенсивности диффузного излучения. Такая же картина наблюдается во всех исследованных нами моделях.

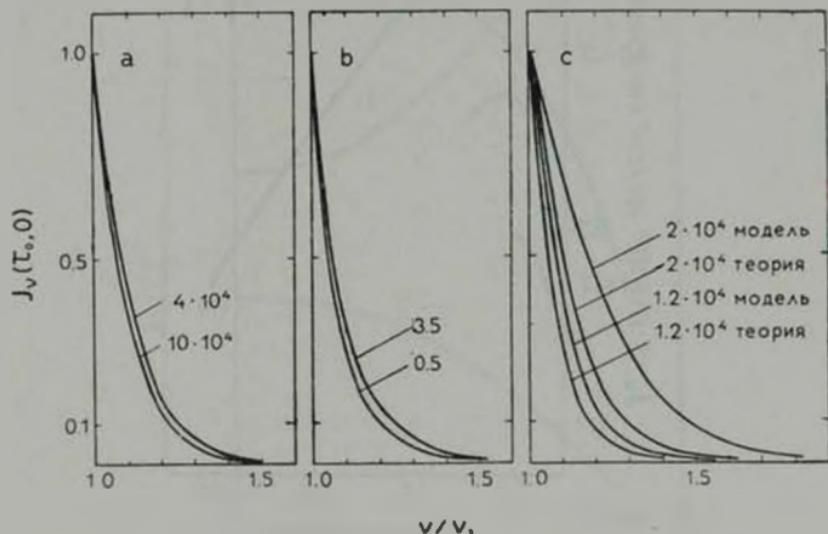


Рис. 2. Нормированные спектры выходящего диффузного L_α -излучения: а — при $\tau_0 = 3.5$, $T_e = 1.2 \cdot 10^4$ К и $T_e = 4 \cdot 10^4$ и $10 \cdot 10^4$ К. б — при $\tau_0 = 3.5$ и 0.5 , $T_e = 1 \cdot 10^4$ К и $T_e = 1.2 \cdot 10^4$ К. в — при $\tau_0 = 3.5$, $T_e = 4 \cdot 10^4$ К и $T_e = 1.2$ и $2.0 \cdot 10^4$ К в сравнении с теоретическими спектрами для предельного случая среды малой оптической толщины.

С физической точки зрения этот максимум вызывается сочетанием достаточно большой толщины излучающего слоя и малого поглощения прямого излучения ядра, перерабатываемого средой в диффузное излучение.

Существование внутреннего максимума интенсивности диффузного излучения определяет зависимость $J_\nu(\tau_0)$ от угла выхода из среды θ на внешней границе туманности. Пример такой зависимости для одной из наших моделей приведен на рис. 4.

4. Энергетические соотношения. До сих пор мы интересовались видом спектров и оперировали относительными спектральными

интенсивностями. В этом разделе работы мы рассмотрим энергии, уносимые из туманности излучением в лаймановском континууме.

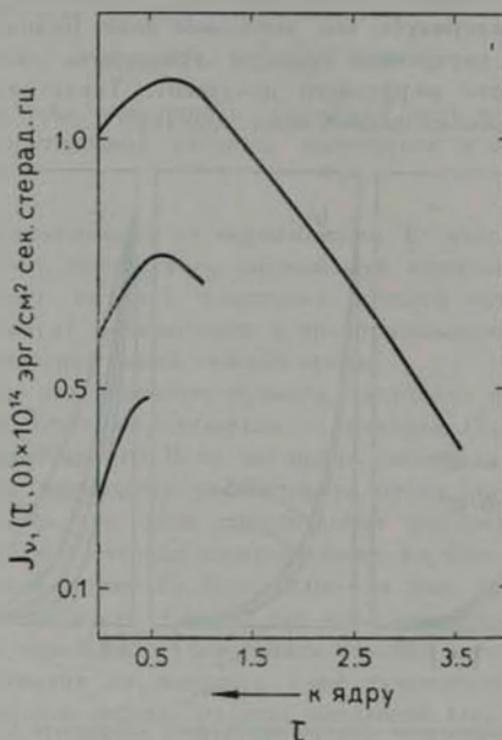


Рис. 3. Интенсивность диффузного L_{α} -излучения на разных оптических глубинах в моделях с $T_e = 2 \cdot 10^4$ К, $T_e = 4 \cdot 10^4$ К и $\tau_0 = 0.5, 1.5$ и 3.5 .

Энергия выходящего из туманности прямого ионизирующего излучения ядра, $E_{\alpha}(\tau_0)$, определяется путем интегрирования по частотам соотношения (5) и не зависит от электронной температуры. В табл. 2 приведены полученные нами значения $E_{\alpha}(\tau_0)$ для исследованных моделей в долях энергии прямого ионизирующего излучения ядра в интервале длин волны $912-0$ А, падающей на 1 сл^2 внутренней поверхности туманности в секунду времени — $E_{\alpha}(0)$. В табл. 3 для тех же моделей указаны значения средней относительной частоты выходящих из туманности квантов прямого ионизирующего излучения, характеризующие его спектральное распределение.

Переход от спектральных интенсивностей к энергиям для диффузного излучения требует интегрирования не только по частотам,

но и по углам. Как уже говорилось, зависимость спектральной интенсивности диффузного L_r -излучения от угла выхода из среды незначительна и потому мы будем считать, что $\bar{J}_r(z_0, \theta) = J_r(z_0, 0)$, обходясь таким образом только интегрированием по частотам.

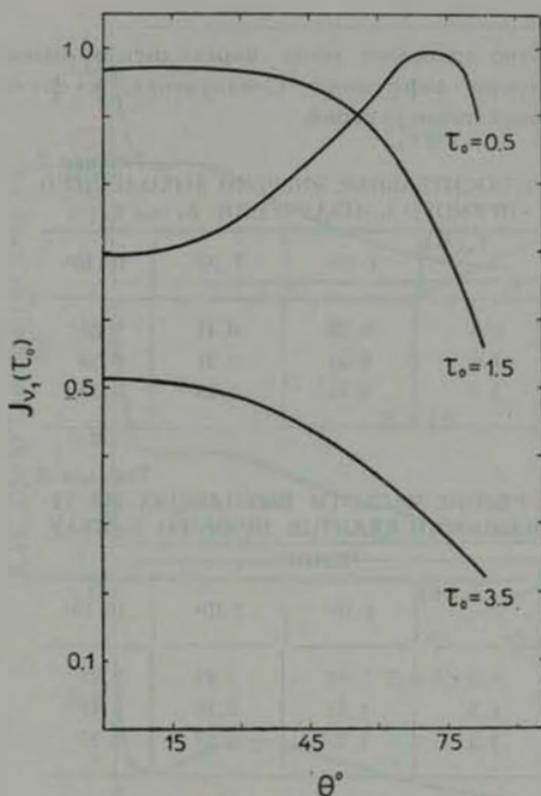


Рис. 4. Интенсивность диффузного L_r -излучения, выходящего из туманности с $T_0 = 1.2 \cdot 10^4$ К, $T_0 = 4 \cdot 10^4$ К при разных τ_0 в зависимости от угла выхода θ .

В табл. 4 приведены полученные энергии выходящего диффузного L_r -излучения, $E_d(z_0)$, также в долях $E_0(0)$, для моделей с электронной температурой $1.2 \cdot 10^4$ К. Зависимость J_r от T_0 в первом приближении определяется энергетическим спектром рекомбинирующих электронов т. е. членом вида $e^{-\frac{h\nu - h\nu_1}{kT_0}}$. С точностью не хуже 20% энергия диффузного L_r -излучения, выходящего из среды с той или иной

электронной температурой при фиксированных T_* и τ_0 пропорциональна

$$\int_{\nu_1}^{\infty} e^{-\frac{h\nu - h\nu_1}{kT_e}} d\nu \sim T_e.$$

Это обстоятельство позволяет легко переходить от наших оценок относительной энергии диффузного L_* -излучения, к случаям объектов с иной электронной температурой.

Таблица 2
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЭНЕРГИИ ВЫХОДЯЩЕГО
ПРЯМОГО L_* -ИЗЛУЧЕНИЯ: $E_*(\tau_0)/E_*(0)$

T_* (К)	$4 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^4$	$10 \cdot 10^4$
0.5	0.33	0.41	0.33
1.5	0.23	0.31	0.28
3.5	0.12	0.23	0.23

Таблица 3
СРЕДНИЕ ЧАСТОТЫ ВЫХОДЯЩИХ ИЗ ТУ-
МАННОСТИ КВАНТОВ ПРЯМОГО L_* -ИЗЛУ-
ЧЕНИЯ ν_1/ν_*

T_* (К)	$4 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^4$	$10 \cdot 10^4$
0.5	1.50	1.87	2.27
1.5	1.55	2.10	2.47
3.5	1.70	2.17	2.55

Таблица 4
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЭНЕРГИИ ВЫХОДЯЩЕГО
ДИФФУЗНОГО L_* -ИЗЛУЧЕНИЯ: $E_d(\tau_0)/E_*(0)$
ДЛЯ МОДЕЛЕЙ С $T_e = 1.2 \cdot 10^4$ К

T_* (К)	$4 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^4$	$10 \cdot 10^4$
0.5	0.04	0.02	0.01
1.5	0.06	0.04	0.02
3.5	0.04	0.03	0.02

От коэффициента дилуции W рассчитанные нами энергетические характеристики диффузного и прямого излучения не зависят.

Как этого и следовало ожидать, энергия выходящего прямого излучения ядра, хотя и ослабленного поглощением в туманности, оказывается значительно выше энергии диффузного излучения на ее внеш-

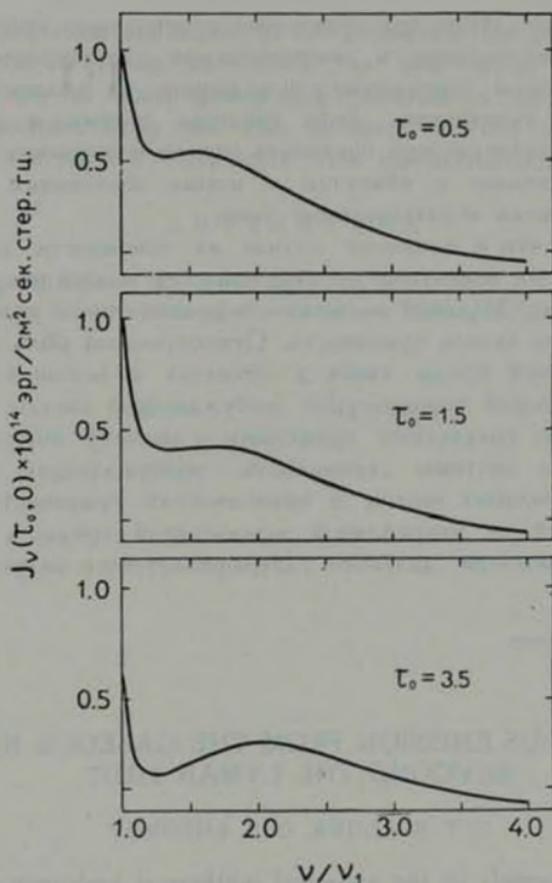


Рис. 5. Характерные спектры полного излучения в лаймановском континууме, выходящего из ионизованной газовой туманности различной оптической толщиной τ_0 . Спектры рассчитаны для модели с $T_e = 1.2 \cdot 10^4$ К, $T_s = 7 \cdot 10^4$ К.

ней границе. В среднем можно считать, что из типичной ионизованной сферической туманности, в форме прямого и диффузного излучения выходит около 30% энергии возбуждающей звезды в лаймановском континууме. Большая точность вывода была бы неоправдана

прежде всего потому, что для реальных объектов мы обычно не знаем ни величины τ_0 , ни истинного спектра прямого ионизирующего излучения.

На рис. 5 показаны для иллюстрации характерные спектры выходящего из туманности полного излучения в лаймановском континууме.

Заключение. Итак, при некоторых упрощающих предположениях исследованы спектральные и энергетические характеристики излучения в лаймановском континууме, выходящего из полностью ионизованной газовой туманности. Даны таблицы, графики и практические рекомендации, позволяющие оценивать спектр и мощность этого излучения, применительно к объектам с иными значениями физических параметров, нежели использованные нами.

Показано, что в типичном случае из туманности может выходить 30% энергии ионизирующего излучения ее возбуждающей звезды, причем от 70 до 97% этой энергии сосредоточено в прямом излучении, проходящем сквозь туманность. Относительная роль диффузного излучения газовой среды выше в объектах с большей оптической толщиной и меньшей температурой возбуждающей звезды.

Полученные результаты применимы к расчету общего энергетического баланса системы «туманность — возбуждающая звезда», расчету нагрева пылевых частиц в окрестностях туманности и ионизации окружающей ее разреженной межзвездной среды, а также для оценки наблюдаемости далекого ультрафиолетового излучения подобных объектов.

Астрономический совет
АН СССР

CONTINUOUS EMISSION FROM THE GASEOUS NEBULA BEYOND THE LYMAN LIMIT

G. T. BOLGOVA, G. S. KHROMOV

A set of models of the spherical isothermal hydrogen nebula with the central exciting star is considered. The spectra and energies of the diffuse L , radiation of the nebula as well as those of the direct ionizing radiation of the exciting star on the outer boundary of the nebula are computed. It has been shown, that the spectrum of the diffuse radiation is practically invariant in respect to all parameters of the models, except the electron temperature.

The total outflow of the energy of the exciting star in the Lyman continuum through the outer border of the ionized nebula can be as

high as 20—30%, even if the relevant optical thickness is rather large (up to 3.5). This energy is concentrated predominantly in the attenuated direct L_c radiation of the exciting star. However the relative contribution of the diffuse radiation of the nebula reaches 30% in case, the optical thickness is larger and the temperature of the exciting star is lower.

The results are applicable to the problem of the balance of energy in the system „exciting star-nebula“ as well as to the computation of the heating of solid grains and ionization of the surrounding interstellar medium. They can also be used for the interpretation of observations of far UV—radiation from the astronomical objects.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *D. Hummer, M. Seaton*, M. N., 127, 217, 1963.
2. *В. В. Соболев*, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.