

УДК 524.7—82—355

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ  
В СПЕКТРАХ КВАЗАРОВ И ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ  
ГАЛАКТИК

Н. А. КАТЫШЕВА

Поступила 11 июня 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

На основе теории свечения движущихся оболочек [14, 15] при ударных возбуждениях и ионизациях рассчитаны относительные интенсивности линий водорода. Проведено сравнение теоретических отношений  $L_{\alpha}/H$  и  $R_{\alpha}/H_{\beta}$  с наблюдаемыми для квазаров и сейфертовских галактик. Показано, что малые отношения  $L_{\alpha}/H_{\alpha}$  и их относительно небольшой разброс можно объяснить близостью состояния излучающего газа к состоянию полной термализации.

1. *Введение.* Относительные интенсивности водородных линий в спектрах различных объектов—нестационарных звезд, квазаров и ядер активных галактик—отражают физические условия в областях их образования и позволяют произвести грубую оценку параметров излучающего газа. Вплоть до недавнего времени этой цели служили относительные интенсивности бальмеровских линий, анализу и расчетам которых посвящено большое число работ (см., например, [1] и цитированную там литературу).

Развитие внеатмосферных наблюдений сделало возможным для объектов с большим красным смещением—сейфертовских галактик (СГ) и квазаров (КЗО)—наблюдение не только бальмеровских линий, но и линий  $L_{\alpha}$  и  $R_{\alpha}$ , позволяющих получить большую информацию о физических условиях в эмиссионных областях, чем из анализа лишь бальмеровского декремента.

Оказалось (на это впервые указал Болдуин [2, 3]), что отношение интенсивностей линий  $L_{\alpha}$  и  $H_{\alpha}$  на порядок меньше, а бальмеровский декремент—круче предсказываемых рекомбинационной теорией.

Зирином [4] и вслед за ним Кэнфилдом и др. [5] было найдено малое отношение  $L_{\alpha}/H_{\alpha}$  для солнечной хромосферы и вспышек. В [4] было высказано предположение о существовании некоего универсального механизма самостабилизации, приводящего к одинаковым параметрам излучающего газа у различных объектов. Кэнфилд и др. [5] провели расчеты

отношения  $L_{\alpha}/H_{\alpha}$  и пришли к выводу о различии механизмов образования малых отношений  $L_{\alpha}/H_{\alpha}$  в спектрах квазаров и Солнца.

Проблема аномально низких отношений  $L_{\alpha}/H_{\alpha}$  послужила толчком к пересмотру существующих фотоионизационных моделей ядер СГ и КЗО и стимулировала дальнейшие исследования образования водородных линий в условиях неравновесной оптически толстой в линиях плазмы [1, 6—11]. Наиболее подробно обсуждались следующие механизмы уменьшения потока излучения в линии  $L_{\alpha}$  по сравнению с потоками в линиях бальмеровской серии: 1) поглощение  $L_{\alpha}$ -квантов пылью, находящейся либо внутри газовых облаков, либо во внешних слоях оболочки квазара; 2) деактивация второго уровня атома водорода электронными ударами; 3) фотоионизации с возбужденных уровней под действием излучения ядра. В каждом из этих случаев имеются возможности путем соответствующего подбора параметров получить наблюдаемое отношение  $L_{\alpha}/H_{\alpha} \sim 1$ . Однако, как справедливо отмечено в работе Соифера и др. [12], основная трудность заключается в том, что все три механизма предсказывают значительно более широкий диапазон изменения относительных интенсивностей водородных линий и ни один из них не дает ответа на вопрос, почему эти характеристики мало меняются при переходе от одного объекта к другому.

В большинстве упомянутых работ расчеты водородного спектра производились для случая неподвижной среды. Однако применительно к квазарам и ядрам активных галактик такой подход представляется малообоснованным. Как показал Вильямс [13], в газовых облаках, светящихся в разрешенных линиях, должны существовать градиенты скорости, обусловленные световым давлением в резонансных линиях. Кроме того, очевидно, что при выбросе газового облака из ядра со скоростью порядка нескольких тысяч километров в секунду в нем неизбежно появление внутренних дифференциальных движений, связанных непосредственно с самим процессом ускорения и выброса. Так, если характерная скорость внутренних движений порядка 100 км/с, т. е. составляет всего лишь несколько процентов от скорости движения облака как целого, то уже при этих условиях просветление среды вследствие градиента скорости полностью определяет выход излучения в спектральных линиях из центральных частей облака. Поэтому проблему образования разрешенных линий в оболочках СГ и КЗО следует рассматривать на основе теории свечения движущихся сред Соболева [14, 15].

Целью данной статьи является анализ относительных интенсивностей водородных линий в спектрах квазаров и сейфертовских галактик. Наблюдаемые интенсивности линий сравниваются с теоретическими, полученными на основе указанной выше теории для случая ударных механизмов возбуждений и ионизаций. В отличие от [1], где были рассчитаны лайманов-

ский и бальмеровский декременты, здесь рассматриваются относительные интенсивности линий, принадлежащих разным сериям.

2. Основные предположения. Будем рассматривать слой излучающего газа, движущийся с градиентом скорости и однородный по плотности и температуре. Будем также считать, что слой может быть непрозрачен для излучения не только в линиях лаймановской, но и субординатных серий, а основным механизмом возбуждений и ионизаций являются ударные процессы. Радиационные члены в уравнениях стационарности, учитывающие диффузию излучения в спектральных линиях, запишутся в приближении теории свечения движущихся оболочек Соболева [14, 15] через величины  $\beta_{ik}^0$  — вероятности выхода кванта в линии  $k \rightarrow i$ . Вероятность выхода кванта в линии  $L_a$  выражается через атомные характеристики и усредненный градиент скорости крупномасштабных движений в среде  $\left| \frac{\partial v}{\partial s} \right|$  с помощью формулы

$$\beta_{12}^0 = \frac{1}{2un_1K_{12}} \left| \frac{\partial v}{\partial s} \right|, \quad (1)$$

где  $u$  — средняя тепловая скорость атомов,  $n_1$  — населенность первого уровня атома водорода,  $K_{12}$  — коэффициент поглощения в линии  $L_a$  в расчете на один атом (с учетом отрицательного поглощения).

Вероятности выхода квантов в других линиях определяются через величину  $\beta_{12}^0$ .

Исходными параметрами задачи являются: электронная плотность  $N_e$ , электронная температура  $T_e$  и величина  $\beta_{12}^0$ .

3. Результаты вычислений. На рис. 1, 2 приведены зависимости относительных интенсивностей линий  $L_a/H_\alpha$ ,  $H_\alpha/H_\beta$  и  $R_\alpha/H_\beta$  от параметров излучающего газа, полученные на основе результатов работы [1] и дополненные расчетами для значения электронной температуры  $T_e = 15000$  К. При вычислениях величина  $\beta_{12}^0$  менялась в интервале от единицы (газ прозрачен в частотах спектральных линий) до значения, при котором оптическая толщина за границей бальмеровской серии становилась равной 0.3. При  $\beta_{12}^0 < \beta_{12}^*$ , соответствующей оптической толщине газа за лаймановским пределом  $\tau_{L_c} = 1$ , производился учет диффузного  $L_c$ -излучения путем «выключения» рекомбинаций на первый уровень.

Каждому теоретическому треку на графиках отвечают определенные значения  $T_e$  и  $N_e$ , а вдоль кривой изменяется значение вероятности выхода кванта в линии  $L_a$ , указанное сбоку (например, 3—3 означает  $\beta_{12}^0 = 3 \cdot 10^{-3}$ ). Треугольниками на рис. 1 обозначены относительные интен-

сивности линий, соответствующие случаям А и В рекомбинационной теории.

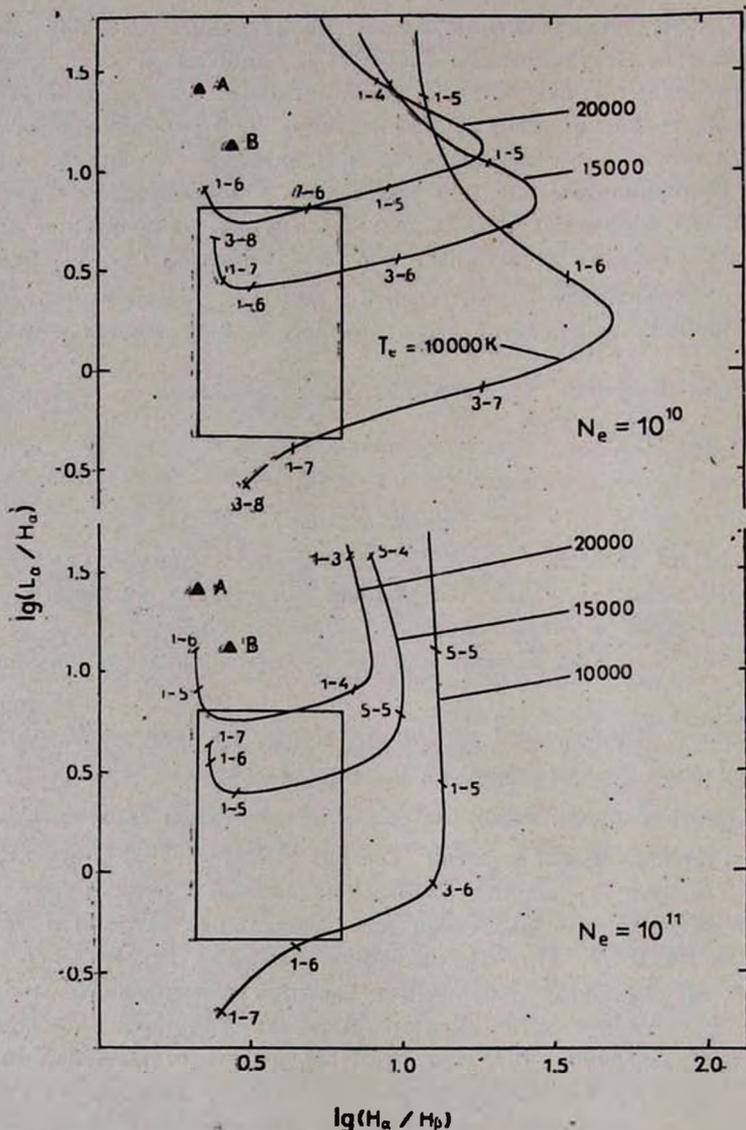


Рис. 1. Зависимость отношений  $L_\alpha / H_\alpha$ ,  $H_\alpha / H_\beta$  от параметров излучающего газа.

Сплошные линии — теоретические относительные интенсивности для ряда значений параметров. Прямоугольники — область наблюдаемых значений относительных интенсивностей.  $\blacktriangle$  А и  $\blacktriangle$  В — соответствуют случаям А и В рекомбинационной теории.

Отношение  $L_\alpha/H\beta$ . На рис. 1 показана зависимость  $L_\alpha/H\alpha$  от  $H_\alpha/H\beta$ , причем изображены только части кривых, соответствующие газу, непрозрачному в линиях субординатных серий. Видно, что на

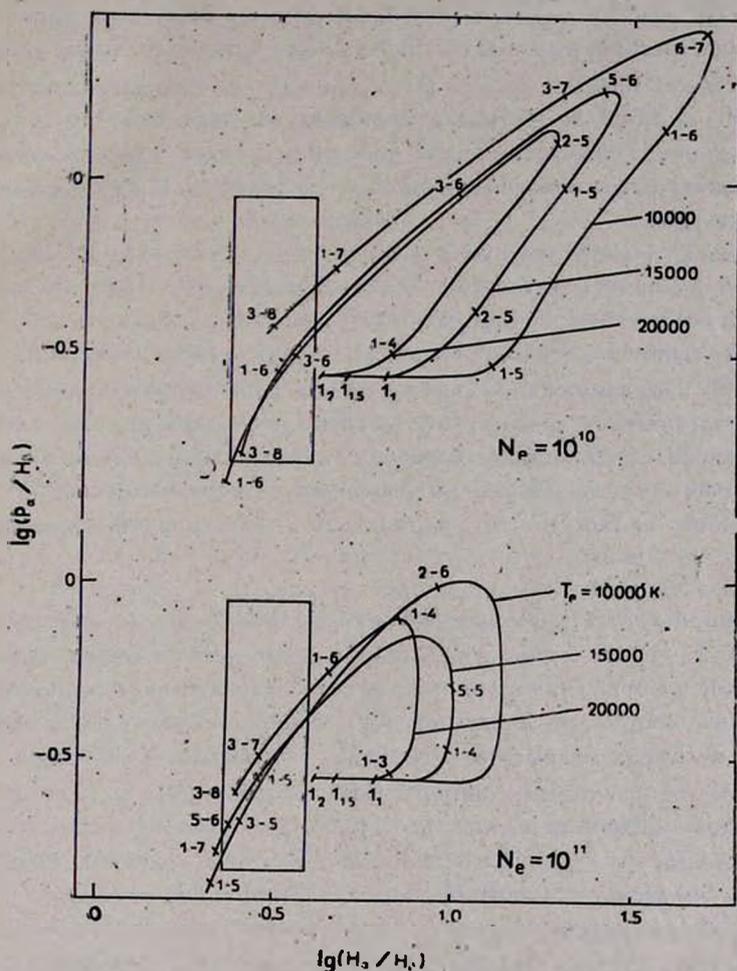


Рис. 2. Зависимость отношений  $P_\alpha/H\beta$ ,  $H_\alpha/H\beta$  от параметров излучающего газа. Через  $1_2$ ,  $1_{1.5}$  и  $1_1$  обозначены точки начала кривых ( $\beta_{12}^0 = 1$ ) для  $T_e = 20\,000$ ,  $15\,000$  и  $10\,000$  К соответственно.

каждом треке существуют две области: 1) область, в которой происходит уменьшение отношения  $L_\alpha/H\alpha$  и увеличение  $H_\alpha/H\beta$  из-за усиления непрозрачности газа в бальмеровской серии; 2) зона одновременного уменьшения  $L_\alpha/H\alpha$  и  $H_\alpha/H\beta$ . Поворот кривых влево и вниз начинается при оптической толщине газа в линии  $P_\alpha \tau_{P_\alpha} \sim 1$ .

В работах Дрейка и Ульриха [16] и Гринина и Катышевой [1] (см. также рис. 1) показано, что поведение отношения  $L_\alpha/N_\alpha$  сильно зависит от температуры: при достаточно высокой электронной концентрации  $N_e \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и малой вероятности выхода кванта из среды, т. е. приближении состояния газа к состоянию полной термализации, отношение  $L_\alpha/N_\alpha$  при  $T_e = 10000 \text{ К}$  может быть значительно меньше единицы; при  $T_e = 15000$  и  $20000 \text{ К}$  достигает минимальных значений 3 и 5 соответственно и вновь возрастает. Такое поведение вызвано увеличением роли ударных ионизаций с высоких уровней, происходящем при росте электронной температуры.

Из рис. 1 следует, что при фиксированных значениях  $N_e$  и  $T_e$  при уменьшении  $\beta_{12}^0$  происходит сгущение точек на теоретических треках: значительным изменениям  $\beta_{12}^0$  соответствуют малые смещения точек вдоль теоретической кривой. Сравнивая теоретические зависимости при фиксированной  $T_e$  и различных  $N_e$ , видим, что в этой области параметров положение теоретических треков слабо зависит и от значения  $N_e$ , т. е. отношения интенсивностей линий вблизи состояния полной термализации оказываются весьма устойчивыми по отношению к изменениям  $\beta_{12}^0$  и  $N_e$  и определяются единственным параметром — электронной температурой газа.

*Отношение  $P_\alpha/H_\beta$ .* Поведение отношения  $P_\alpha/H_\beta$  представлено на рис. 2. Оно в общих чертах отражает изменение соотношения между населенностями возбужденных уровней при последовательном запариировании излучения в бальмеровской и пашеновской сериях. Пока излучающий газ прозрачен в линиях бальмеровской серии, отношение  $P_\alpha/H_\beta$  практически не зависит от исходных параметров:  $P_\alpha/H_\beta = A_{43} \cdot \nu_{34}/A_{42} \cdot \nu_{24} = 0.28$ , где  $A_{43}$ ,  $A_{42}$  — эйнштейновские коэффициенты вероятностей спонтанных переходов,  $\nu_{34}$ ,  $\nu_{24}$  — частоты линий  $P_\alpha$  и  $H_\beta$ . По мере увеличения оптической толщины в линии  $H_\alpha$  — отношения  $P_\alpha/H_\beta$  и  $H_\alpha/H_\beta$  растут, достигая максимума при  $\tau_{P_\alpha} \sim 1$ . При дальнейшем росте непрозрачности газа происходит резкий поворот теоретических треков, отражающий приближение состояния газа к состоянию полной термализации.

В отличие от предыдущего графика (рис. 1) в данном случае имеются две области „сгущений“ (при  $\beta_{23} = 1$  и  $\beta_{12}^0 \rightarrow 0$ ), располагающихся близко друг от друга и слабо зависящих от электронной температуры газа.

4. *Обсуждение.* На рис. 1—2 по данным [3, 9, 12] и более поздних работ представлены прямоугольники наблюдаемых относительных интен-

сивностей  $L_\gamma/H_\alpha$ ,  $H_\gamma/H_\beta$  и  $P_\gamma/H_\beta$ . На диаграмме  $P_\alpha/H_\beta$ ,  $H_\gamma/H_\beta$  наблюдательные данные находятся вблизи областей «сгущения» и вследствие отмечавшейся выше близости указанных областей не позволяют однозначно определить, какому из двух предельных случаев ( $\beta_{12}^0 \rightarrow 0$  или  $\beta_{23} = 1$ ) они соответствуют. Однозначный ответ на этот вопрос можно получить из рис. 1, из которого следует, что наблюдаемые отношения  $L_\gamma/H_\alpha$  соответствуют газу, оптически толстому в линиях субординатных серий ( $\beta_{23} \ll 1$ ), близкому к состоянию полной термализации.

Расчеты показывают, что в этих условиях преобладающим механизмом ионизации газа являются многоступенчатые переходы с возбужденных уровней в континуум, в которых важную роль играют ионизации со второго уровня. Опустошение в результате этих процессов второго уровня и является причиной образования аномально низких отношений  $L_\gamma/H_\alpha$ . Поскольку вблизи состояния полной термализации теоретические относительные интенсивности слабо зависят от  $N_e$  и  $\beta_{12}^0$ , то это в свою очередь дает простое и естественное объяснение сравнительно малому разбросу наблюдательных данных. В случае  $L_\alpha/H_\alpha$  он может быть полностью обусловлен изменением температуры газовых облаков в интервале от 10 000 до 20 000 К, т. е. в интервале температур, характерном для областей образования водородной эмиссии.

Однако в случае  $P_\alpha/H_\beta$  диапазон изменения теоретических относительных интенсивностей вблизи состояния полной термализации не перекрывает разброса наблюдательных точек. Поэтому, возможно, на образование линии  $P_\alpha$  влияют не только ударные процессы.

*Роль фотоионизаций.* Вследствие большой оптической толщины облака за границей лаймановской серии излучение ядра сразу за лаймановским пределом поглощается в поверхностном слое облака, и внутрь него проникает жесткая часть ультрафиолетового излучения, определяющая энергетику и тепловой баланс облака. Поскольку излучающий газ прозрачен в континуумах субординатных серий, определенную роль в фотоионизациях с возбужденных уровней может играть излучение ядра. Оценим на примере сейфертовской галактики NGC 4151 характерное расстояние от ядра  $r_0$ , на котором скорости ударных и радиативных ионизаций со второго уровня одинаковы.

Число ударных ионизаций со второго уровня равно  $n_2 N_e q_{2e}$ , где  $q_{2e}$  — коэффициент ударной ионизации (который при  $T_e = 15\,000$  К приблизительно равен  $10^{-8}$  см<sup>-3</sup>/с). Число фотоионизаций со второго уровня равно  $W n_2 B_{2e} r_{2e}^*$ , где  $r_{2e}^*$  — плотность излучения центрального источника (вблизи поверхности) за бальмеровским пределом,  $W$  — коэффициент дилуции. Для величины  $B_{2e} r_{2e}^*$  имеем следующее выражение:

$$B_{2c} \rho_{2c}^* = \int_{\nu_2}^{\infty} K_{2c} \frac{c \rho_{2c}^*}{h \nu} d\nu, \quad (2)$$

где  $\nu_2$  — частота ионизации со второго уровня,  $K_{2c}$  — коэффициент поглощения за границей бальмеровской серии в расчете на один атом,  $c$  — скорость света,  $h$  — постоянная Планка,  $\rho_{2c}^*$  — плотность излучения ядра в частоте  $\nu$ . Пользуясь зависимостями  $K_{2c} = K_{2c}(\nu_2/\nu)^2$ ,  $W = 1/4 \times \times (r_*/r)^2$ , где  $r_*$ ,  $r$  — радиус ядра и расстояние от центра ядра до облака соответственно, и принимая степенной закон изменения  $\rho_{2c}^*$  с частотой, т. е.  $\rho_{2c}^* \sim \nu^{-\alpha}$ , вместо (2) получаем

$$WB_{2c} \rho_{2c}^* = \frac{r_*^2 K_{2c} c \rho_{2c}^*}{4r^2 (\alpha + 3) h}. \quad (3)$$

Переходя от плотности излучения  $\rho_{2c}^*$  к светимости ядра за бальмеровским пределом  $L_2$  и приравнявая друг другу выражения для числа ударных и радиативных ионизаций, для  $r_0$  имеем

$$r_0 = \left( \frac{K_{2c}}{4\pi (\alpha + 3) h} \frac{L_2}{N_* q_{2c}} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Подставляя сюда  $N_* = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и значение светимости NGC 4151  $L_2 = 3.6 \cdot 10^{27} \text{ эрг/с гц}$ , вычисленное по данным Андерсона [17], получаем (при  $\alpha = 1$ )  $r_0 = 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ пс}$ . В случае NGC 4151 характерный размер зоны образования водородной эмиссии, определяемый по переменности линии  $H_\alpha$  [18], порядка 0.1 пс. Следовательно, в этой части оболочки состояние газа определяется в основном столкновительными процессами. В случае квазаров, чьи светимости на 4—5 порядков превышают светимости сейфертовских галактик, значение  $r_0 \sim 1.4$ —2 пс, тогда как характерный размер области образования широких крыльев линий  $\sim 1$  пс. В этой части оболочки уже нельзя пренебрегать фотоионизациями под действием излучения ядра.

5. *Заключение.* Основные результаты проведенного выше анализа можно кратко суммировать следующим образом: 1) Наблюдаемые в спектрах квазаров и ядер сейфертовских галактик относительные интенсивности водородных линий наилучшим образом согласуются с представлением о газовой оболочке как о совокупности газовых облаков, довольно плотных ( $N_* \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) и оптически толстых в лаймановском континууме ( $\tau_{L_c} \sim 10^3$ ).

Своеобразие физических условий в газовых облаках (обусловленное большой оптической толщиной в  $L_c$ -континууме) состоит в том, что их

нагрев осуществляется жестким ультрафиолетовым излучением ядра, тогда как состояние возбуждения и ионизации определяется в основном столкновительными процессами. Роль обычного  $L_{\alpha}$ -излучения, т. е. излучения с частотой, близкой к порогу ионизации, незначительна и сводится к поверхностному «ожогу» облака. 2) Расчеты подтверждают идею Зиринна [4] о том, что наблюдаемые в спектрах СГ, КЗО и солнечных вспышек отношения  $L_{\alpha}/H_{\alpha}$  отражают близость состояния излучающего газа к состоянию полной термализации. Это объясняет одновременно как аномальные отношения  $L_{\alpha}/H_{\alpha}$ , так и сравнительно небольшой разброс наблюдаемых относительных интенсивностей.

Автор выражает благодарность В. В. Соболеву и В. П. Гринину за полезные обсуждения и замечания.

Ленинградский государственный  
университет

## RELATIVE INTENSITIES OF THE HYDROGEN LINES IN THE SPECTRA OF QUASARS AND SEYFERT NUCLEI

N. A. KATYSHEVA

Relative intensities of the hydrogen lines have been calculated on the basis of the theory of luminosity in the moving envelopes [14, 15], for the case of collisional excitations and ionizations. The comparison of the theoretical ratios of  $L_{\alpha}/H_{\alpha}$  and  $P_{\alpha}/H_{\beta}$  with the observational ones for quasars and Seyfert galaxies have been made. It was shown that small ratios of  $L_{\alpha}/H_{\alpha}$  and their relatively small dispersion may be explained by the approaching of the state of the radiative gas to the total thermalization state.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Гринин, Н. А. Катышева, Изв. Крымской обл., 62, 66, 1980.
2. J. A. Baldwin, Ap. J., 201, 26, 1975.
3. J. A. Baldwin, M. N., 178, 67P, 1977.
4. H. Zirin, Ap. J., 222, L 105, 1978.
5. R. C. Canfield, R. C. Puetter, P. J. Ricchiazzi, Ap. J., 249, 383, 1981.
6. K. Davidson, H. Netzer, Rev. Mod. Phys., 51, 415, 1979.
7. R. C. Canfield, R. C. Puetter, Ap. J., 236, L 7, 1980; 243, 381, 390, 1981.
8. J. Kwan, J. Krolik, Ap. J., 250, 478, 1981.
9. А. Лууд, М. Ильмас, Письма АЖ, 5, 320, 1979.
10. А. Лууд, М. Ильмас, Препринт А-6, Тарту, 1980.
11. А. С. Назарова, Труды Казанской обл., 45, 58, 1979.
12. B. T. Sotfer, J. B. Oke, K. Matthews, G. Neugebauer, Ap. J., 227, L 1, 1979.

13. *R. E. Williams*, *Ap. J.*, 178, 105, 1972.
14. *В. В. Соколов*, *Движущиеся оболочки звезд*, изд. ЛГУ, Ленинград, 1947.
15. *В. В. Соколов*, *Курс теоретической астрофизики*, Наука, М., 1975.
16. *S. A. Drake, R. K. Ulrich*, *Ap. J., Suppl. ser.*, 42, 351, 1980.
17. *K. S. Anderson*, *Ap. J.*, 162, 743, 1970.
18. *А. М. Черпащук, В. М. Лютый*, *Астрон. цирк.*, № 831, 1974.

*Примечание при корректуре:* Когда статья была сдана в печать, появилась работа *C. Gordon, S. Collin-Souffrin, D. Dultzin-Nasyan*, *Astron. Astrophys.*, 103, 69, 1981, посвященная влиянию градиента скорости в эмиссионных облаках на образование водородного спектра СГ и КЗО.