

УДК: 524.64

## ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ КОМПОНЕНТОВ В ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЯХ СПЕКТРОВ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

**В.А.АМБАРЦУМЯН**, Э.Е.ХАЧИКЯН, Н.Б.ЕНГИБАРЯН

Поступила 13 февраля 1998

Предложен новый механизм, который объясняет физическое явление - появление новых дополнительных эмиссионных компонентов у водородных линий в спектрах ядер активных галактик (ЯАГ). В основе механизма лежит предположение о выбросе плотного водородного сгустка из ЯАГ и его быстрое расширение вследствие предполагаемого взрыва. Достаточно просто объясняются две основные особенности этого явления: а) значительное смещение дополнительных компонентов от основных (до несколько тысяч километров в секунду); б) большая ширина дополнительных компонентов, достигающая до 100-200 Å. Хорошо объясняется также большая доля излучения дополнительных компонентов по сравнению с базисными линиями. Полученные оценки физических параметров новообразования в ядре АГ вполне укладываются в рамки современных представлений о ЯАГ и формах их активности.

1. *Введение.* В середине 50-х годов В.А.Амбарцумян [1] выдвинул идею об активности ядер галактик (ЯГ). Одной из форм такой активности являются выбросы из ядер отдельных облаков различного содержания. Дальнейшие исследования показали, что ядра некоторых активных галактик (АГ) проявляют быстрые иррегулярные изменения яркости. В конце 60-х и в начале 70-х годов ряд наблюдательных работ по спектрофотометрии ядер АГ показал, что в центральных областях АГ имеют место процессы взрывного характера, приводящие к выбросу огромного количества материи из ядер. Малые угловые размеры ядер АГ ( $10^{-5}$  с дуги) не позволяют обнаружить прямыми наблюдениями газовые новообразования в их окрестности, даже в радиодиапазоне. Поэтому единственной возможностью их обнаружения и исследования пока остается детальное спектрофотометрическое исследование (со сравнительно большой дисперсией). Наиболее эффективными являются исследования в оптической области спектра.

Явление возникновения новых эмиссионных компонентов в спектральных линиях АГ впервые было обнаружено в 1969 г. Э.Е.Хачикяном и Д.Видманом [2,3]. В течение одного года (между февралем 1968 г. и январем 1969 г.) в спектре галактики Маркарян 6, которая является сейфертовской галактикой типа  $Sy 2$ , появились новые широкие

эмиссионные компоненты у бальмеровских линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ . Их доплеровское смещение в коротковолновую сторону спектра соответствует скорости 3000 км/с. В январе 1970 г. интенсивность нового компонента линии  $H_\beta$  составила более 50% интенсивности исходной эмиссионной линии, в пределах ширины линии. Эти наблюдения были подтверждены рядом авторов [4-10]. В дальнейшем были отмечены активные объекты, в спектрах которых линии бальмеровской серии показывают двойную структуру, например 3С 390.3, NGC 1097, 1566 (см. [11-14]). Было предложено несколько моделей для объяснения этого феномена. К числу этих моделей относятся:

- выбросы из ядра плотного водородного облака в одном или двух противоположных направлениях [3,4];
- переменность самого ядра АГ, которая приводит к увеличению или уменьшению степени ионизации в облаках газа вокруг ядра [15];
- биконическое истечение материи из ядра АГ, то есть джеты [16,17];
- наличие аккреционного диска вокруг ядра АГ. Если имеются два симметричных компонента у линии водорода, то подразумевается существование двух областей BLR с двумя сверхмассивными черными дырами [18,19].

Все эти модели сталкиваются со значительными трудностями и не дают сколько нибудь полного объяснения феномена появления новых широких компонентов у основных линий водорода в спектрах АГ.

В настоящей работе предлагается новая модель для объяснения возникновения дополнительных компонентов в бальмеровских и других субординатных линиях АГ. Эта модель достаточно простая и приводит к количественному согласию с наблюдательными данными.

2. *Описание модели.* Пусть в момент времени  $t=0$  из ядра АГ выбрасывается компактное образование  $S_0$ . Удаляясь на некоторое расстояние  $h_0$  от поверхности ЯГ, в момент времени  $t=t_1$ ,  $S_0$  взрывается. В результате этого взрыва образуется расширяющееся шаровое газовое облако  $S$ , состоящее в основном из атомов водорода (рис.1).

В облаке  $S$  происходит переработка падающего на него излучения  $L_c$ -квантов, идущих от ЯГ. Аналогично ситуации в газовых туманностях,  $L_c$ -кванты ионизируют атомы водорода в  $S$ , которые в результате рекомбинации и последующих каскадных переходов порождают кванты в субординатных линиях атома водорода. Облако считается почти прозрачным в этих субординатных линиях, поэтому указанные кванты беспрепятственно покидают облако  $S$  и присоединяются к собственному излучению ЯГ. В результате возникают дополнительные компоненты у субординатных эмиссионных линий спектра ЯГ. Наличие собственных источников энергии у облака  $S$  не предполагается.

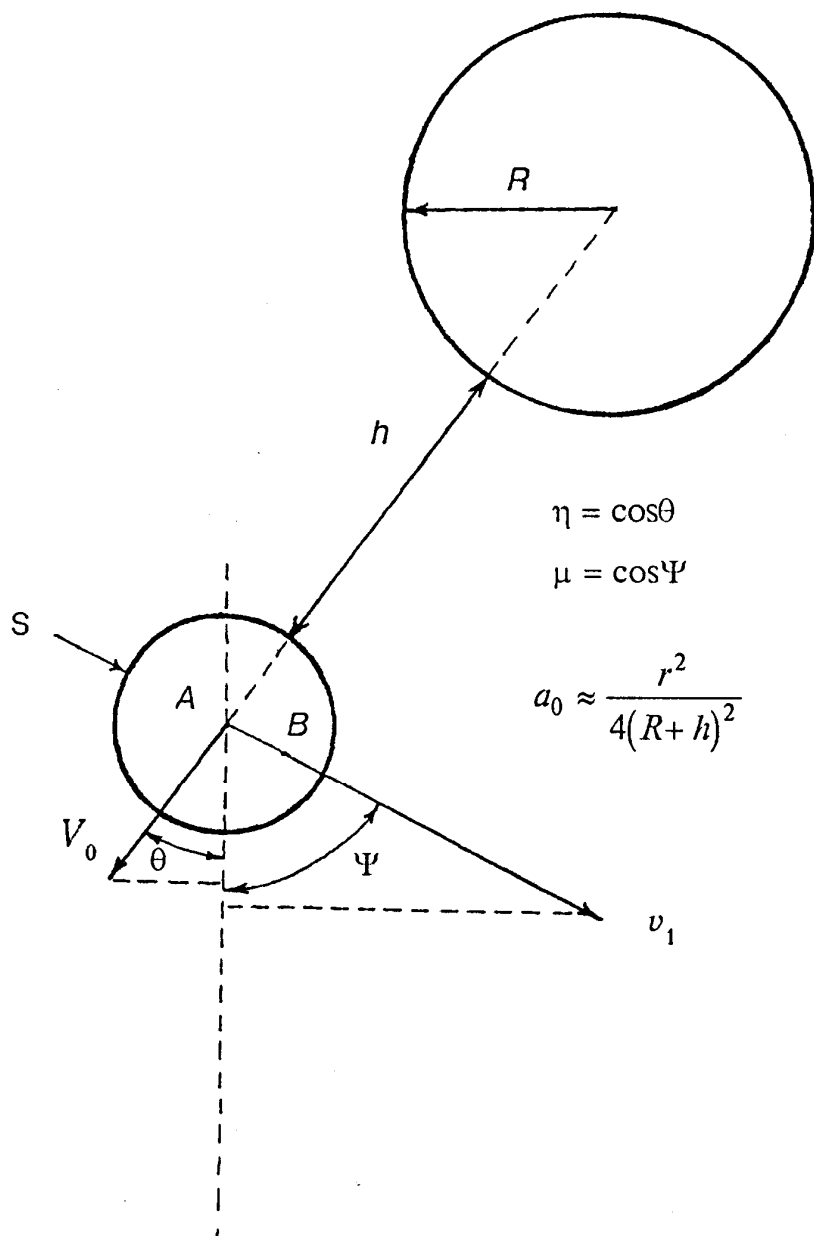


Рис.1. Схематическое изображение ЯГ и облака S.

Смещение дополнительных компонентов по отношению к эмиссионным линиям ЯГ объясняется движением облака S в целом по отношению к ЯГ. Ширина же дополнительных компонентов является результатом быстрого расширения облака S.

Прежде чем приступить к проведению расчетов подчеркнем, что в настоящей работе мы не преследуем цель построить точную теорию предлагаемой модели. Простые оценки, которые будут приведены ниже, показывают, что сравнительно небольшие размеры и масса облака и реальные значения скорости его расширения вполне могут обеспечить достаточно большую интенсивность дополнительных компонентов.

3. *Обозначения и некоторые соотношения.* Обозначим через  $V_0$  км/с скорость удаления центра A облака S от ЯГ, а через  $\theta = \arccos\eta$

- угол, составленный вектором скорости точки  $A$  с лучом зрения. При  $0 \leq \theta < \frac{\pi}{2}$  облако движется в сторону наблюдателя. Можно рассматривать также такие значения  $\theta \geq \frac{\pi}{2}$ , при которых облако не находится в тени ЯГ.

Будем считать, что облако  $S$  расширяется с некоторой "эффективной" скоростью  $V_1$  и в момент времени  $t > t_1$  заполняет шар радиуса

$$r(t) = V_1 \cdot (t - t_1). \quad (1)$$

Плотность распределения водорода внутри шара может меняться в достаточно широких пределах. Распределение атомов по скоростям внутри  $S$  также не играет существенной роли в наших дальнейших рассмотрении.

Пусть  $v_L$  - предел лаймановского континуума, соответствующий длине волны  $\lambda_L = 912 \text{ \AA}$ . Предположим, что оптический радиус  $\tau_0$  облака  $S$  на границе серии Лаймана достаточно больше единицы. Тогда облако почти полностью поглощает падающее на него УФ-излучение в диапазоне

$$v > v_L^* \equiv v_L \left(1 + \frac{V_0}{c}\right)^{-1} \approx v_L \left(1 - \frac{V_0}{c}\right). \quad (2)$$

Для выполнения этого условия нужно, чтобы имело место неравенство

$$\tau_0 = \frac{3}{4} M_S (1 - x) K_L [\pi r^2 m_p]^{-1} \geq \tau_1. \quad (3)$$

Здесь  $M_S$  - масса облака;  $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$  грамм - масса протона, а  $K_L = 10^{-17} \text{ см}^2$  - приближенное значение сечения поглощения сразу за пределом серии Лаймана, рассчитанное на один атом водорода;  $x$  - средняя степень ионизации водорода в облаке. Для  $\tau_1$  и  $x$  будут приняты значения  $\tau_1 = 20$ ,  $x \geq 0.99$ . При таком значении  $\tau_1$  оптический путь  $L_c$ -квантов будет достаточно велик также в периферийных частях облака  $S$ .

Приближенное выполнение условия прозрачности облака  $S$  в субординатных линиях обусловлено относительно малым количеством возбужденных атомов водорода. Влиянием свободно-свободных переходов ионизированных атомов, рассеянием квантов на свободных электронах и ионизацией возбужденных атомов субординатными и  $L_c$ -квантами также можно в первом приближении пренебречь. Поэтому из нелинейных эффектов, обусловленных большой плотностью излучения внутри облака, учитывается только большая степень ионизации.

Что касается роли электронных ударов первого и второго родов, то она сравнительно невелика из-за разреженности среды (и взаимного компенсирования этих ударов).

4. *Образование субординатных линий.* Пусть в точке  $B$  облака  $S$  ионизируется один атом водорода. Вследствие рекомбинации и

последующих каскадных переходов, с некоторой вероятностью  $P_{mk}$ , образуется квант в спектральной линии  $k \rightarrow m$ , где  $m > k \geq 1$ . Частота этого кванта близка к центральной частоте  $\nu_{km}$  рассматриваемой линии. Мы не будем учитывать естественную ширину линии из-за ее малости по сравнению с доплеровской шириной. Вероятности  $P_{km}$  слабо зависят от частоты ионизирующего кванта. Считается, что субординатные кванты ( $k \geq 2$ ) излучаются изотропно и беспрепятственно покидают облако S. Часть этих квантов регистрируется наблюдателем. Частота регистрируемого кванта  $\nu''_{km}$  в системе отсчета ЯГ будет

$$\nu''_{km} = \nu_{km} \left( 1 + \frac{V_0}{c} \eta + \frac{V_2}{c} \mu \right), \quad (4)$$

где  $\mu$  - косинус угла между лучом зрения и вектором  $\vec{AB}$  (рис.1),  $V_2$  - скорость удаления атома B из центра A облака. Скорость  $V_2$  для основной части атомов облака удовлетворяет условию  $V_2 \leq V_1$ . Так как число  $\mu$  изменяется в пределах от -1 до +1, то, согласно (4), имеем

$$\nu'_{km} - \Delta\nu_{km} \leq \nu''_{km} \leq \nu'_{km} + \Delta\nu_{km}, \quad (5)$$

где  $\nu'_{km} = \nu_{km} \left( 1 + \frac{V_0}{c} \eta \right)$  - центральная частота наблюдаемой дополнительной эмиссионной линии (ДЭЛ), а  $\Delta\nu_{km} = \frac{V_1}{c} \nu_{km}$  - ширина этой линии. Напомним, что частота кванта нами исчисляется в системе отсчета ЯГ. Ясно, что линия не будет четко ограничена указанными выше границами, так как некоторая доля атомов в облаке имеет скорость  $V_2 > V_1$ .

5. *Расчетная формула.* В дальнейших расчетах принимается, что ЯГ имеет форму шара с радиусом R пк. Обозначим через  $a(t)$  долю излучения ЯГ, падающую на облако S в момент времени t. Вследствие предполагаемой сферической симметрии оптических свойств ЯГ величина  $a(t)$  не зависит от частоты и является геометрической характеристикой конфигурации ЯГ-S. Можно показать, что

$$a(t) \approx \frac{r^2(t)}{4[R + h(t)]^2}, \quad (6)$$

где  $h(t) = h_0 + V_0(t - t_1)$  - расстояние точки A от поверхности ЯГ в момент t.

Пусть  $N_L$  и  $N_{km}$  - суть числа квантов, излучаемых ЯГ за одну секунду в диапазоне  $(\nu_L^*; \infty)$  и в эмиссионной линии  $k \rightarrow m$  соответственно. Введем параметр

$$J_{km} = N_L / N_{km}. \quad (7)$$

В случае галактик Маркаряна этот параметр может принимать достаточно большие значения (200 и более) из-за сильного ультрафиолетового избытка излучения этих галактик.

Обозначим через  $F_{km}$  число фотонов, излучаемых облаком S за одну секунду в линии  $k \rightarrow m$ . Для него можно получить следующее приближенное выражение:

$$F_{km} \equiv F_{km}(t) \approx N_L \cdot a(t) \cdot P_{mk}, \quad k \geq 2. \quad (8)$$

В формуле (8) не учтена та возможность, что после рекомбинации ионизированного атома водорода возможно возникновение нового  $L_c$ -кванта, способного ионизировать другой атом водорода. Учет этой возможности увеличит значение  $F_{km}$  по сравнению с (8).

Введем новый параметр

$$\gamma_{km} \equiv \gamma_{km}(t) = F_{km}(t) / N_{km}. \quad (9)$$

Число  $\gamma_{km}$  представляет собой наблюдаемую долю дополнительного компонента в эмиссионной линии  $k \rightarrow m$ , обусловленную ролью облака.

6. *О вычислении вероятностей  $P_{m2}$ .* Мы ограничимся вычислением вероятностей  $P_{mk}$  в случае бальмеровских линий ( $k = 2$ ). Исходя из известных теоретических соображений, будем считать, что каждый ионизированный атом водорода после рекомбинации порождает один бальмеровский квант. Поэтому вероятности  $P_{m2}$  совпадают с долей квантов в линии  $2 \rightarrow m$  среди всех бальмеровских квантов.

Для вычисления величин  $P_{m2}$  мы воспользуемся относительными интенсивностями бальмеровских линий из теории газовых туманностей, то есть - бальмеровским декрементом. Обозначим через  $D_m$  отношение интенсивности  $m$ -ой ( $m = 3, 4, \dots$ ) бальмеровской линии к интенсивности линии  $H_\beta$  ( $m = 4$ ) в случае B (см. [20]), когда оптическая толщина облака в лаймановских линиях считается достаточно большой. Бальмеровский декремент слабо зависит от температуры. Для облака S мы примем за основу значения  $D_m$  при  $T_e = 20000^\circ$  (см. [20], табл. 33).

Перейдем от значений  $D_m$  к отношению  $\Phi_m = F_{2m} / F_{24}$  чисел бальмеровских квантов, излучаемых облаком за единицу времени в линии  $2 \rightarrow m$  и в линии  $2 \rightarrow 4$ . С учетом формулы Бора получаем

$$\Phi_m = \frac{3m^2}{4(m^2 - 4)} D_m. \quad (10)$$

Числа  $P_{m2}$  выражаются через  $(\Phi_m)$  следующим образом:

$$P_{m2} = \Phi_m / \sum_{n=3}^{\infty} \Phi_n. \quad (11)$$

В табл.1 использованы вычисленные Ситоном теоретические значения  $D_m$ ,  $m = 3, \dots, 7$ , заимствованные из [20], табл.33. Приблизненно (с избытком) учтена роль отсутствующих значений  $D_m$ , полагая  $\sum_{m=8}^{\infty} \Phi_m = 1.08$ .

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ  $D_m$ ,  $\Phi_m$  И  $P_{m2}$

$m$	3 ( $H_\alpha$ )	4 ( $H_\beta$ )	5 ( $H_\gamma$ )	6 ( $H_\delta$ )	7 ( $H_\epsilon$ )
$D_m$	2.79	1.00	0.49	0.28	0.18
$\Phi_m$	3.77	1.00	0.44	0.24	0.15
$P_{m2}$	0.56	0.15	0.04	0.022	0.016

Вероятности  $P_{mk}$  при  $k \geq 1$  могут быть вычислены с помощью значений эйнштейновских коэффициентов спонтанных переходов  $A_{mk}$ . Этим вопросом в настоящей статье мы заниматься не будем. Отметим лишь, что таким путем можно получить значение для  $P_{42}$ , близкое к 0.15.

7. *Применение модели к  $H_\beta$ -линии галактики Маркарян 6.* Предложенная выше модель возникновения дополнительных компонентов в эмиссионных линиях спектров АГ ниже будет применена к дополнительной эмиссионной широкой линии  $H_\beta$  в спектре галактики Маркарян 6 (см. *Введение*).

Будем считать, что предполагаемый взрыв компактного образования  $S_0$  произошел в первой половине 1968 г., и процесс расширения облака  $S$  длился 600 дней, до января 1970 г., то есть

$$T = t - t_1 = 600 \text{ дней} = 5.2 \cdot 10^7 \text{ с.} \tag{12}$$

Ясно, что под датой события имеется в виду момент его регистрации наблюдателем.

Как уже было сказано, ширина дополнительного компонента  $H_\beta$ -линии составляла около 150 Å, что соответствует эффективной скорости расширения облака, равной

$$V_1 = 4600 \text{ км/с.} \tag{13}$$

Из (1), (12) и (13) получаем:

$$r_1 = V_1 T = 2.9 \cdot 10^{11} \text{ км} = 0.008 \text{ пк.} \tag{14}$$

Будем считать, что  $h_0 \ll R$  и  $h_1 = h(t) = V_0 T$ . Тогда, с учетом (7), (8), (9), из (6) имеем

$$R = \frac{r_1}{2} \left( \frac{J_{24} P_{42}}{\gamma_{24}} \right)^{1/2} - h_1. \tag{15}$$

Займемся оценкой параметров, входящих в правую часть равенства

(15). Имеем  $\gamma_{24} = 0.5$ . Согласно замечанию раздела 5 по формуле (7), для  $J_{24}$  будем принимать значение

$$J_{24} = 200. \quad (16)$$

Согласно табл.1,  $P_{42} = 0.15$ . Используя значение (14) для  $r_1$ , из формулы (15) получаем

$$R \approx 0.022 \text{ пк}. \quad (17)$$

Как было отмечено во *Введении*, доплеровское смещение дополнительного компонента у  $H_\beta$  линии в спектре галактики Маркарян 6 соответствовало 3000 км/с, то есть

$$V_0 \eta = 3000 \text{ км / с}. \quad (18)$$

8. *Замечания.* В рамках рассматриваемой модели скорость расширения облака S больше скорости его удаления от ЯГ, и предполагается выполнение условия  $h_0 \ll R$ . Поэтому расширяющееся облако S через некоторое время, достигнув поверхности ЯГ, деформируется и потеряет форму шара. Легко убедиться, что такая деформация может увеличить величину  $a(t)$  по сравнению с формулой (6).

Масса  $M_S$  облака S может быть оценена, исходя из неравенства (3). Для  $\tau_0$ , согласно разделу 3, мы будем принимать значение  $\tau_0 = 20$ . Что касается значения степени  $x$  ионизации водорода внутри облака, то для ее оценки нужно располагать информацией о плотности  $L_c$ -излучения в окрестности ядра галактики Маркарян 6. Поскольку эта плотность может быть достаточно большой, то будем считать, что

$$x = 0.999, \quad 1 - x = 10^{-3}. \quad (19)$$

Исходя из неравенства (3) и приведенных выше значений соответствующих параметров, можно получить следующее оценочное значение для массы облака

$$M_S \approx 10^{-2} M_\odot. \quad (20)$$

Если окажется, что число  $x$  еще ближе к 1, то это обстоятельство лишь несколько увеличит оценку (20) для массы облака и качественно не повлияет на общую картину предлагаемой модели.

Итак, нами найдены приближенные значения основных параметров, при которых предлагаемая модель дает объяснение явлению появления дополнительного компонента у  $H_\beta$ -линии галактики Маркарян 6 в виде широкой эмиссионной линии, смещенной от основной линии в коротковолновую сторону примерно на 3000 км/с. Значения некоторых из этих параметров,  $V_0 \eta$ ,  $V_1$ ,  $T$ ,  $\gamma_{24}$ , являются непосредственным следствием наблюдательных данных. Значения же остальных параметров,  $R$ ,  $r_1$ ,  $M_S$ ,  $J_{24}$ , не противоречат нашим представлениям о ядрах АГ и



физических процессах, происходящих в их окружности.

В конце этого раздела проведем найденные приближенные значения перечисленных выше параметров для галактики Маркарян 6.

Лучевая скорость удаления облака от ЯГ	$V_{\circ}\eta = 3000$ км/с
Скорость расширения облака	$V_1 = 4600$ км/с
Время расширения облака до января 1970 г.	$T = 600$ дней
Радиус облака	$r_1 = 0.008$ пк
Масса облака	$M_s = 0.01 M_{\odot}$
Радиус ЯГ	$R = 0.022$ пк
Доля излучения дополнительного компонента линии	$\gamma_{24} = 0.5.$

8. *Заключение.* В настоящей работе предложен новый механизм образования дополнительных эмиссионных компонентов у эмиссионных субординатных линий в спектре ядер активных галактик. Это явление впервые было обнаружено в 1969 г. у сейфертовской галактики *Sy 2* Маркарян 6 (см. [2,3]). В предложенном механизме важное место занимает объяснение двух основных физических особенностей указанных дополнительных компонентов:

- Значительное смещение дополнительных линий от основных.
- Большая ширина дополнительных линий, достигающая до 150-200 Å.

Эти наблюдательные факты довольно хорошо и просто объясняются в рамках предложенного механизма. Достаточно просто объясняется также большая доля интенсивности вновь возникшего компонента по сравнению с базисной линией.

Нами не сделано какое-либо предположение о природе компактного образования, в результате взрыва которого возникает облако *S*. Отметим лишь, что полученные значения для массы и скорости расширения облака являются реальными и вполне укладываются в рамки современных представлений о формах активности ЯГ.

Для проверки, уточнения и дальнейшей разработки предложенной модели предполагается провести комплексные наблюдательные и теоретические исследования по следующим основным направлениям:

- накопление новых наблюдательных данных об изменении со временем дополнительных эмиссионных линий (ДЭЛ) и их теоретическое объяснение, включая нерегулярные кратковременные и долговременные изменения ДЭЛ.

- расчет и сопоставление дополнительных компонентов у различных эмиссионных линий бальмеровской серии.

- выявления природы компактного образования  $S_0$ .

Расчеты, приведенные в настоящей работе, в основном носят

оценочный характер. Более точный расчет поля излучения в облаке  $S$  сопряжен с рассмотрением линейных и нелинейных задач переноса излучения в неоднородной сферически-симметричной среде, когда поле излучения не обладает такой симметрией. При этом может быть использован подход, предложенный в работе [21].

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

## ON THE MECHANISM OF ORIGINATION OF SUPPLEMENTARY COMPONENTS IN HYDROGEN LINES OF SPECTRA OF AGN

V.A.AMBARTSUMIAN, E.YE.KHACHIKIAN, N.B.YENGIBARIAN

A new model which satisfactory explains the physical phenomenon-appearance of new supplementary components of Hydrogen lines in the spectrum of active galaxies nuclei, is suggested. The basic idea of the model is the ejection of dense body from the nucleus of AG and origination of fast expanding hydrogen cloud as a result of explosion. Two basic physical peculiarities of this phenomenon are easy explained: 1) fairly big shift of these lines from basic once (more than 3000 km/s) and 2) the large width of lines up to 100-200 Å. Fairly simple explanation of high intensity of new emission components comparatively to that of basic lines is presented too. The preliminary estimate of physical parametrs of hydrogen cloud obtained in this work are in good accordance with modern knowledge on the form of activity of AGN.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *V.A.Ambartsumian*, La structure et Evolution de L'Universe, Solvey Conferance, Ed. R. Stoops, Bruseels, p.24, 1958.
2. *Э.Е.Хачикян, Д.В.Видман*, Астрон. Циркуляр, №591, 2, 1970.
3. *Е.Е.Хачикян, D.W.Weedman*, Astrophys. J. Lett., **164**, L 109, 1971.
4. *Э.Е.Хачикян*, Астрофизика, **9**, 39, 1973.
5. *Э.Е.Хачикян, В.Н.Попов, А.А.Егуазарян*, Астрофизика, **18**, 541, 1982.
6. *T.F.Adams*, Astrophys. J. Lett., **172**, L 101, 1972.
7. *T.F.Adams, D.W.Weedman*, Astrophys. J., **199**, 19, 1975.

8. *П.Нотли, Э.Е.Хачикян, М.М.Бутслов, Г.Т.Геворкян*, *Астрофизика*, **9**, 39, 1973.
9. *Н.С.Асапрян, С.В.Лунатов*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, **58**, 541, 1986.
10. *К.К.Чуваев*, *Известия Крымской обс.*, **83**, 194, 1991.
11. *C.R.Lynds*, *Astrophys. J.*, **73**, 888, 1968.
12. *T.Storchi-Bergmann, J.A.Baldwin, A.S.Wilson*, *Astrophys. J. Lett.*, 1983.
13. *M.G.Pastoriza, H.Gerola*, *Astrophys. J. Lett.*, **6**, 1557, 1970.
14. *D.Alloin, D.Polat, R.A.Fosbury, K.Freeman, M.M.Phillips*, *Astrophys. J. Lett.*, **207**, L147, 1986.
15. *I.Pronik*, in IAU Symposium №121 "Observational Evidence of Activity in Galaxies". Ed. by E.Ye.Khachikian, K.I.Fricke, I.Melnick, Byurakan, p.169, 1987.
16. *W.Zheng, L.Binette, J.Sulentic*, *Astrophys. J.*, **365**, 115, 1990.
17. *M.Eraclous, J.Halpern*, in "Testing the AGN Paradigm", Ed. by S.Holt, S.Neff, C.Vity (AIP Conference Proc. 254) p.220, 1992.
18. *K.Chen, J.Halpern, A.V.Filippenko*, *Astrophys. J.*, **339**, 742, 1989.
19. *K.Chen, J.Halpern*, *Astrophys. J.*, **344**, 115, 1989.
20. *В.В.Соболев*, *Курс теоретической астрофизики*, М., Наука, 1967.
21. *Н.Б.Енгибарян*, *Астрофизика*, **8**, 149, 1972.