

РАДИОАСТРОНОМИЯ И АСТРОФИЗИКА

УДК 524.7

Е. Ю. БАННИКОВА

Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

E-mail: bannikova@astron.kharkov.ua

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАКОВ В ЗАТЕНЯЮЩЕМ ТОРЕ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

В рамках задачи N-тел исследовано влияние начальных условий на эволюцию самогравитирующего тора, находящегося в поле центральной массы. Проведен анализ распределения частиц по элементам орбит на разных этапах его эволюции. Результаты моделирования показывают, что стабильность геометрически толстого тора в активных ядрах галактик может быть объяснена движением облаков в нем по наклоненным и эксцентричным орбитам, а его формирование связано с началом стадии активности в ядрах галактик.

Ключевые слова: активные ядра галактик, унифицированная схема, затеняющий тор

1. Введение

Активные ядра галактик (АЯГ) включают в себя четыре основных класса объектов: сейфертовские галактики, радиогалактики, квазары и блазары. Главной особенностью АЯГ является мощное излучение, которое генерируется в центральных областях и связано с процессом аккреции вещества на сверхмассивную черную дыру. Кроме того, в АЯГ обнаруживаются протяженные структуры – джеты, которые формируются в окрестности черной дыры и могут достигать огромных масштабов, выходя за пределы родительской галактики. Ближайшими и наиболее изученными АЯГ являются сейфертовские галактики. Светимость центральной компактной области типичной сейфертовской галактики может достигать 30 % от светимости всей звездной составляющей галактики. Однако, несмотря на наличие общих признаков у сейфертовских галактик, в их спектрах наблюдаются и существенные отличия. В некоторых из них обнаруживаются узкие и широкие эмиссионные линии и избыток в УФ/оптическом диапазоне. В то время как в других сейфертовских галактиках наблюдаются только узкие линии и избыток в ИК диапазоне (см., на-

пример, обзоры [1–3]). Широкие линии формируются в облаках, которые расположены вблизи аккреционного диска, а скорости их движения могут достигать 10 000 км/с [2]. Узкие линии формируются в облаках, которые движутся с меньшими скоростями, а область формирования таких линий может достигать значительных масштабов – от 10 до 100 пк. Из наблюдательных данных и результатов моделирования следует, что быстрые облака имеют массы порядка $10^{-8} M_{\odot}$, (M_{\odot} – масса Солнца) в то время как медленные облака более массивны, $M \sim 10 M_{\odot}$ [2]. На основании подробного исследования ближайшей к нам сейфертовской галактики NGC 1068 была предложена унифицированная схема (УС) активного ядра [4]. Идея УС основана на утверждении, что структура сейфертовских галактик 1-го и 2-го типов одинакова, а отличие возникает за счет разной ориентации газопылевого оптически толстого тора по отношению к наблюдателю. Таким образом, если тор виден с ребра, то происходит полное затенение центральной машины (излучения аккреционного диска) и области формирования широких эмиссионных линий (тип 2). При этом наблюдается избыток в ИК спектре, связанный с излучением пылевого тора. Напротив, если тор ориентирован под достаточно большим углом

к лучу зрения, излучение аккреционного диска (избыток в оптической или УФ области спектра) и область формирования широких линий становятся доступными наблюдателю (тип 1). В работе [5] на основании поляризационных наблюдений галактики NGC 1068, которая обнаруживает свойства 2-го типа, было показано, что в поляризованном (отраженном) свете проявляются свойства 1-го типа. То есть центральная машина в таких объектах спрятана внутри пылевого тора, поэтому иногда подобные объекты называют Hidden Broad Line Region (HBLR)¹. В дальнейшем УС распространили на другие классы АЯГ: радиогалактики, квазары и блазары [7]. Из статистических данных следовало, что для объяснения наблюдаемых свойств активных ядер тор должен быть геометрически толстым [8].

Первые прямые наблюдения затеняющего тора в NGC 1068 были получены с помощью инфракрасной камеры MIDI (10 мкм) на оптическом интерферометре VLTI [9]. Было обнаружено, что тор имеет две компоненты: горячую (центральную) с температурой $T = 800$ К и теплую с $T = 300$ К. Горячая компонента имеет следующие размеры: длина – 1.35 пк, ширина – 0.45 пк. Масштабы теплой компоненты – 3×4 пк [9, 10]. Таким образом, из наблюдательных данных следует, что тор имеет геометрически толстую форму. Предполагается, что обнаруженная горячая центральная компонента – это внутренняя граница тора, нагретая излучением от аккреционного диска, а теплая компонента – это непосредственно тело тора [10–12]. В дальнейшем было получено наблюдаемое распределение температуры в затеняющем торе другой близкой сейфертовской галактики Циркуль (Circinus) [13].

Исходя из общих соображений, можно сделать выводы о структуре тора. Если вещество в торе представляет собой сплошную среду, то верхнюю границу температуры газа можно оценить, предполагая, что вся кинетическая энергия движения преобразуется в тепловую. В этом случае тем-

пература газа ($T \sim 10^6$ К) на несколько порядков выше температуры сублимации пыли, поэтому было сделано предположение, что вещество в торе должно быть распределено в виде облаков [14]. Кроме того, исследование мегамазерного излучения в нескольких ближайших сейфертовских галактиках косвенно подтвердило клампированную (от clump – облако) структуру тора [15, 16]. Однако прямых наблюдательных данных о существовании облаков в торе пока не существует. В первую очередь это связано с относительно малыми масштабами пылевого тора, которые сложно разрешить в инфракрасном и/или миллиметровом диапазонах современными инструментами. Возможно, будущие исследования на радиоинтерферометре ALMA позволят сделать окончательный вывод о распределении и динамике вещества в затеняющих торах АЯГ [17]. Но на данный момент основную информацию о распределении вещества в торе получают из совместного моделирования и анализа ИК спектров ближайших объектов. Например, в работе [18] была исследована задача переноса излучения в торе, состоящего из статических облаков равной оптической толщины. Из сравнения результатов этого моделирования с наблюдаемым распределением энергии в ИК диапазоне следует, что распределение облаков в сечении тора гауссово и между тором и областью формирования широких эмиссионных линий нет резкой границы. В работе [19] была рассмотрена 3D-модель переноса излучения в клампированном пылевом торе для случайного распределения облаков. Отметим, что во всех существующих моделях рассматривается статическое распределение облаков, а форма сечения тора закладывается из общих соображений.

Основная проблема заключается в объяснении геометрической толщины тора. Для того чтобы тор оставался толстым, вертикальная компонента скорости облаков должна быть порядка ее орбитальной составляющей. Следовательно, должен существовать механизм, который приводит к увеличению вертикальной составляющей скорости облаков. Например, наличие магнитного поля может приводить к упругим столкновениям между облаками и, как следствие, к увеличению вертикальной составляющей. Однако значительных магнитных полей в торе не обнаружено. Дж. Кролик [20] предложил механизм,

¹ Заметим, что некоторые объекты могут не удовлетворять УС, т. е. отсутствие широких линий может быть связано с физическими процессами, происходящими в ядре. Такие объекты называют pop-HBLR, и, по всей видимости, они находятся на стадии слияния [6]. Таким образом, два этих класса (HBLR и pop-HBLR) объектов могут представлять собой активные ядра на разной стадии эволюции.

в рамках которого геометрическая толщина тора объясняется давлением ИК излучения, которое имеет максимальное значение на внутренней границе тора. Именно в этой области происходит непосредственный нагрев облаков излучением аккреционного диска. В предположении сплошной среды были получены распределение плотности вещества в торе и форма его сечения, которое имеет максимальную высоту вблизи его внутренней границы и спадает к внешней [20]. Был предложен также ряд моделей, в которых вертикальная составляющая скорости облаков может быть обусловлена главным образом окружающим звездным населением, которое и является основным “поставщиком” пылевого вещества в центральные области АЯГ [11, 21, 22]. Для решения проблемы толстого тора предложены также сценарии, в которых роль затеняющей структуры играет ветер [23–25]. Другая идея заключается в наличии вихревого движения в торе, что также способно поддерживать его геометрическую толщину [26].

В работе [27] была предложена динамическая модель, основная идея которой заключается в том, что геометрическая толщина тора может достигаться за счет движения облаков по наклоненным орбитам². Такое предположение вполне естественно, поскольку в АЯГ присутствует внешняя аккреция, в результате которой облака или звездная составляющая поступают в центральные области. Кроме того, влияние ветра и излучения может приводить к выбросу газовых облаков, которые впоследствии также могут пополнять вещество тора. С другой стороны, как только мы переходим к учету дискретности среды в торе, необходимо учитывать, что плоскость орбиты каждого облака должна проходить через центральную массу. В этом случае единственным способом формирования тороидальной структуры являются облака, движущиеся по наклоненным орбитам. Поскольку тор обладает самогравитацией, для исследования его стабильности необходимо учитывать гравитационное взаимодействие между облаками. В работе [27] для этих целей была исследована задача N -тел для самогравитирующего тора, находящегося

в поле центральной массы. Было показано, что тор может быть геометрически толстым именно за счет движения облаков в нем по наклоненным орбитам. При этом распределение частиц в сечении самогравитирующего тора – гауссово, что согласуется с наблюдаемым распределением энергии в спектрах многих объектов.

В настоящей работе мы исследуем возможное влияние начальных условий на конечное распределение частиц в торе, когда система достигает своего равновесного состояния. Это важно для понимания роли начальных эксцентричных орбит частиц и их влияния на стабильность самогравитирующего тора. В свою очередь, такой анализ может дать информацию об условиях, которые привели к формированию геометрически толстых затеняющих торов. Анализ распределения облаков необходим также для построения в дальнейшем кривых вращения АЯГ. В разделе 2 в качестве начальных состояний рассмотрены два идеализированных объекта: эллиптический и круговой торы Кеплера, представляющие собой два предельных случая. Рассмотрено также квазисферическое распределение частиц при наличии анизотропии, которое в простейшем варианте моделирует начальное распределение облаков в АЯГ. В разделе 3 исследована задача N -тел для каждого из трех различных случаев начального распределения частиц в торе, а в разделе 4 проанализированы соответствующие распределения частиц по элементам орбит. Раздел 5 посвящен обсуждению возможного сценария формирования затеняющего тора в АЯГ.

2. Начальное распределение частиц в торе

Для исследования влияния различных начальных условий на равновесное сечение тора³ проанализируем, какие из элементов орбит могут быть существенными. Для этого напомним, что орбита частицы в центральном поле характеризуется шестью кеплеровскими элементами. Три угла определяют ориентацию орбиты в пространстве: долгота восходящего узла Ω , перигетрическое расстояние ω и наклонение орбиты к плоскости

² Немного позже соображение о том, что толщина тора может обеспечиваться облаками, движущимися по наклоненным орбитам, было высказано М.Элвисом [28].

³ Равновесным состоянием мы называем такое состояние системы, при котором форма сечения тора значительно не меняется.

симметрии i . Первые два угла связаны с поворотом орбиты относительно оси тора. Поскольку тор имеет осевую симметрию, начальное распределение частиц по Ω достаточно задать случайным образом, а ω – зафиксировать. Данные элементы не влияют на конечный результат, так как они отвечают за распределение орбит по азимутальному углу. Напротив, наклонения орбит играют важную роль, обеспечивая геометрическую толщину тора, поэтому во всех вариантах начальных состояний необходимо учитывать разброс орбит по наклонениям. Момент прохождения частицы через перицентр орбиты τ (или, как эквивалент, истинная аномалия ν) также несущественен, поскольку положение каждой частицы на ее орбите разумно задавать случайным образом. В этом случае распределение частиц в объеме тора (по азимутальному углу) будет приближаться в среднем к однородному. Таким образом, на равновесную форму сечения тора будет влиять распределение по оставшимся двум элементам (большие полуоси и эксцентриситеты орбит). Ограничимся двумя предельными случаями: разброс орбит по эксцентриситетам со значениями больших полуосей, равными большому радиусу тора ($R = 1$), и противоположный случай – разброс по большим полуосям с эксцентриситетами, равными единице. В дальнейшем будем называть объекты, сформированные таким образом, эллиптическим и круговым торами Кеплера соответственно. Особенностью тора Кеплера является то, что орбиты частиц в нем не пересекаются. Отметим, что идея эллиптического тора Кеплера была предложена в работе [27], однако здесь мы рассмотрим этот случай более подробно.

2.1. Эллиптический тор Кеплера

Как известно, тор характеризуется двумя масштабами: большим R и малым R_0 радиусами. Удобно ввести геометрический параметр $r_0 = R_0/R$. Для моделирования эллиптического тора Кеплера, как отмечалось выше, полагаем большие полуоси орбит всех частиц равными большому радиусу тора, $a_i = R$. Одним из условий, которые мы используем для формирования тора Кеплера, является однородное распределение частиц в его сечении. Это условие мы задаем для того, чтобы сформировать наиболее сглаженный

потенциал и исключить его локальные неоднородности. Для того чтобы реализовать это условие, достаточно сгенерировать эксцентриситеты орбит случайным образом в пределах $e_k = [0, r_0]$. Но для удобства дальнейшего анализа генерируем эксцентриситеты орбит таким образом, чтобы их значения возрастали с увеличением номера частиц по следующему закону:

$$e_{k+1} = e_k + \frac{r_0}{\sqrt{k} \sum_{l=1}^{N-1} \sqrt{l}}, \quad (1)$$

где N – полное число частиц. Суммирование в (1) ведется до $N-1$, так как исключается центральная масса. При этом минимальное значение эксцентриситета $e_{\min} = \frac{r_0}{\sum_{l=1}^{N-1} \sqrt{l}} \rightarrow 0$, а максимальное значение равно геометрическому параметру

$e_{\max} = r_0$. Таким образом, область вблизи центра сечения тора сформирована частицами с орбитами, близкими к круговым. Напротив, вблизи границы сечения тора Кеплера частицы движутся по вытянутым (эллиптическим) орбитам. Для того чтобы обеспечить сечение тора, близкое к круговому, наклонения орбит задаем следующим образом:

$$i_k = \arcsin \left(\frac{e_k}{\sqrt{1-e_k^2}} \right). \quad (2)$$

Полагаем перицентровое расстояние для всех орбит $\omega_k = 0$, т. е. линия узлов совпадает с большой полуосью. Долгота восходящего узла Ω и истинная аномалия ν изменяются случайным образом в пределах от 0 до 2π . Тогда начальные координаты частицы в декартовой системе координат находим известным образом (см., например, [29]):

$$(x, y, z) = r \times (\alpha, \beta, \gamma), \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= \cos \Omega \cos \nu - \sin \Omega \sin \nu \cos i, \\ \beta &= \sin \Omega \cos \nu + \cos \Omega \sin \nu \cos i, \\ \gamma &= \sin \nu \sin i, \end{aligned} \quad (4)$$

$r = R(1 - e^2)/(1 + e \cos v)$ – уравнение эллипса в полярной системе координат. Начальные скорости частиц в этом случае

$$\begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} = \frac{C}{p} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} \times e \sin v + \begin{bmatrix} \alpha' \\ \beta' \\ \gamma' \end{bmatrix} \times (1 + e \cos v), \quad (5)$$

где $(\alpha', \beta', \gamma') \equiv \frac{d}{dv}(\alpha, \beta, \gamma)$; фокальный параметр орбиты частицы $p = R(1 - e^2)$; модуль кинетического момента $C = \sqrt{GM_c p}$, M_c – центральная масса, G – гравитационная постоянная. Для простоты записи мы опустили индекс “ k ”, подразумевая, что расчеты для координат и компонент скоростей (3)–(5) ведутся для каждой частицы системы. Также для удобства в дальнейшем работаем в системе единиц $G = M_c = R = 1$. Таким образом, алгоритм моделирования эллиптического тора Кеплера следующий [27]:

1. Задаем геометрический параметр тора r_0 и количество частиц N .

2. Для равномерного распределения частиц в сечении тора генерируем эксцентриситеты орбит согласно выражению (1) и находим соответствующие значения наклонов (2). Генерируем для этих орбит углы Ω_k и v_k .

3. Находим по данным элементам орбит пространственные координаты и скорости частиц⁴. Отметим, что в случае эллиптического тора Кеплера периоды обращения частиц вокруг центральной массы одинаковы и в рассматриваемой системе единиц $T = 2\pi$. Поперечное сечение эллиптического тора Кеплера определяется внешней траекторией частицы в сопутствующей системе [27] (рис. 1, а), а уравнения траектории частицы можно представить в параметрической форме:

$$\rho = r \sqrt{1 - \frac{e^2}{1 - e^2} \sin^2 v}, \quad (6)$$

$$\zeta = e \sqrt{1 - e^2} \frac{\sin v}{1 + e \cos v}.$$

Действительно, учитывая аксиальную симметрию распределения частиц, достаточно ограничиться двумя координатами (ρ, ζ) , где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}/R$, $\zeta = z/R$. Мы можем для простоты выбрать орбиту с нулевым значением долготы узла $\Omega = 0$ и, учитывая (2)–(4), получим (6). Из (6) видно, что если эксцентриситеты всех частиц стремятся к нулю, $e \rightarrow 0$ (орбиты частиц круговые), то $\rho \rightarrow 1$ и $\zeta \rightarrow 0$, и эллиптический тор Кеплера вырождается в бесконечно тонкое кольцо с радиусом, равным большому радиусу тора $R = 1$. С другой стороны, в перицентре орбиты $v = 0$ и $\rho = \rho_{\min} = 1 - e$, а в апоцентре $v = \pi$ и $\rho = \rho_{\max} = 1 + e$. Таким образом, частица проходит через перицентр орбиты в точке $(1 - e, 0)$, а через апоцентр – в точке $(1 + e, 0)$, (см. рис. 1, а).

2.2. Круговой тор Кеплера

Сформируем тор из частиц, которые движутся по невозмущенным круговым орбитам ($e_k = 0$) и имеют разброс по большим полуосям и наклонам. При этом большие полуоси $a_k = 1 + \eta_k$, где $\eta_k = [-r_0, r_0]$, а наклонение для каждой частицы определяется следующим образом:

$$i_k = \arccos \left[\frac{1 + a_k^2 - r_0^2}{2a_k} \right]. \quad (7)$$

Выражение (7) получено из простых геометрических соображений. Поскольку для круговой орбиты не существует перицентрального расстояния, здесь достаточно задать значения восходящих узлов Ω_k случайным образом в пределах от 0 до 2π . Тогда координаты частиц находим по формулам (3) и (4), в которых делаем замену: $r = a$ и $v = \tilde{M}$, где $\tilde{M} = nt$ – средняя аномалия, $n = a^{-3/2}$ – угловая скорость частицы. Соответствующие компоненты скорости легко получить для этого случая, дифференцируя выражения для координат (3). На рис. 1, б показаны траектории 18 частиц в сопутствующей системе для кругового тора Кеплера. В отличие от эллиптического тора Кеплера в круговом торе Кеплера орбиты частиц в сопутствующей системе не замкнуты, а периоды этих частиц различные, $T = 2\pi a^{3/2}$. Если наклоны всех частиц положить равными нулю (при неизменных больших полуосях), то круговой тор Кеплера вырождается в кеплеровский диск.

⁴Примеры тора Кеплера в виде анимации представлены на интернет-ресурсе <http://astrodata.univer.kharkov.ua/agn/torus/>

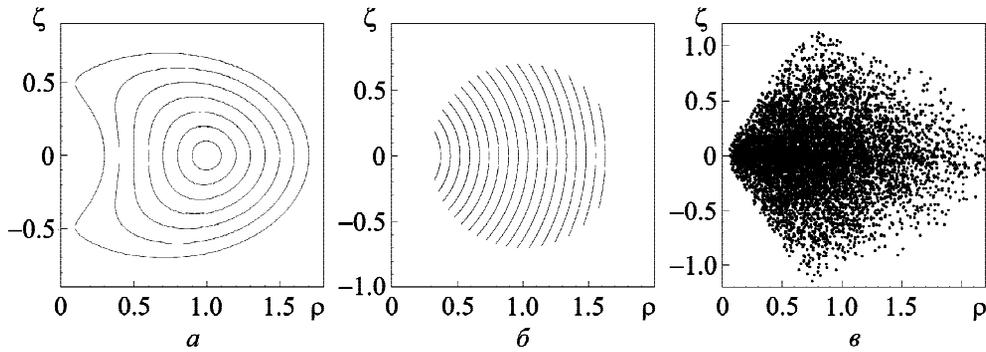


Рис. 1. Траектории частиц в сопутствующей системе в эллиптическом (а) и круговом (б) торах Кеплера; в – случайное распределение частиц по элементам орбит при наличии анизотропии (все частицы собраны в одну плоскость). Центральная масса расположена в точке (0, 0)

2.3. Случайное распределение частиц по элементам орбит

Итак, в эллиптическом торе Кеплера все большие полуоси частиц равны, а в круговом, напротив, одинаковы эксцентриситеты всех частиц. Здесь мы выберем в качестве начальных условий случай, когда все элементы орбит заданы случайным образом (в том числе эксцентриситеты, наклонения и большие полуоси). Поскольку тор является двусвязной фигурой, для его формирования необходимо наличие анизотропии, которую мы учтем в этом начальном распределении. А именно, исключим частицы из двух взаимоположенных телесных углов, которые соответствуют наклонениям $\pm 60^\circ < i < \pm 120^\circ$ (положительные значения соответствуют верхней полуплоскости, а отрицательные – нижней). Сразу отметим, что такое начальное состояние может отвечать реальной картине в АЯГ, когда облака, приобретая дополнительный импульс за счет наличия ветра, могут преодолеть гравитационные силы со стороны центральной массы (и тора) и покинуть систему.

3. Численное моделирование

Для исследования стабильности самогравитирующего тора мы решаем задачу N -тел, используя гравитационный потенциал каждой частицы массы m вида [30–32]

$$\varphi(r) = \frac{Gm}{R} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 + r^2}}. \quad (8)$$

Введение потенциала такого вида означает, что мы моделируем не точечные частицы, а сферические

области с радиусом εR , в которых распределение плотности вещества подчиняется закону

$$\rho(r) = \frac{3}{4\pi R^3} \frac{m\varepsilon^2}{(\varepsilon^2 + r^2)^{5/2}}. \quad (9)$$

Здесь r – нормированная на большой радиус тора радиальная координата. Степенная зависимость плотности (9) в простом случае может моделировать распределение массы в газопылевом облаке. Выберем безразмерный масштаб облака $\varepsilon = 0.01$. Учитывая парсековые масштабы тора [9], можно принять за большой радиус тора $R = 1$ пк, что будет соответствовать радиусу облака $R_{cl} = 0.01$ пк. Предположим, что масса газопылевого облака $M_{cl} \equiv m = qM_\odot$, где q – свободный параметр. Тогда средняя плотность облака $\rho_{cl} = 4\pi qM_\odot / (3R_{cl}^3)$, а средняя концентрация водорода в цилиндре с длиной, равной диаметру облака, $n_{cl} = \rho_{cl} 2R_{cl} / m_H \approx q \cdot 3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Полученное значение совпадает по порядку величины со значением концентрации, которое определяется из анализа наблюдаемого спектрального распределения энергии в ИК диапазоне для ближайших сейфертовских галактик [18]. Заметим, что при сравнении теоретической оценки концентрации с оценкой, получаемой из наблюдательных данных, необходимо учитывать все облака, попадающие на луч зрения. В зависимости от угла между осью тора и лучом зрения количество облаков может быть разным. Например, оценки в работе [18] дают разброс в количестве облаков в плоскости симметрии тора от 5 до 10 облаков с уменьшением их числа при удалении от плоскости симметрии в силу гауссового характера распределения облаков.

Поэтому параметр q также может включать среднее число облаков, попадающих на луч зрения. Из оценок видно, что массы пылевых облаков по порядку величины сравнимы с массами газовых облаков из области формирования узких эмиссионных линий, что косвенно может указывать на общую природу их формирования (см. раздел 5).

Задача N -тел сводится к численному интегрированию уравнений движения

$$\mathbf{a}_i = -\frac{GM_c}{R^2} \frac{\mathbf{r}_i}{r_i^3} + \frac{\mathbf{F}_i}{m_i},$$

где \mathbf{a}_i – ускорение i -й частицы, приобретаемое под действием центральной массы M_c и суммарной гравитационной силы со стороны всех частиц системы

$$\mathbf{F}_i = -\frac{Gm_i}{R^2} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N-1} m_j \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{\left(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2 + \varepsilon^2\right)^{3/2}}.$$

Здесь мы учли, что потенциал каждой частицы определяется выражением (8). В дальнейшем будем полагать массы всех облаков одинаковыми и $m = M_{\text{torus}}/(N-1)$. Для исследования эволюции самогравитирующего тора применим технологию CUDA (Compute Unified Device Architecture), которая позволяет значительно уменьшить время счета, используя вычислительные ресурсы графических ускорителей с большим числом микропроцессоров [33]. В настоящей работе численный расчет проводился с использованием видеокарты NVIDIA GeForce GTX 660 (992 CUDA Cores). Для нахождения координат и компонент скорости частиц применялся метод Эйлера⁵ с шагом $h=1/1500$. При этом полная энергия системы сохраняется на уровне $5 \cdot 10^{-6}$, что является хорошим приближением. Временному интервалу 1000 орбитальных периодов (с $N=8192$) на видеокарте GeForce GTX 660 соответствует 10 ч машинного времени. Отметим, что поскольку используется метод параллельных вычислений, число частиц выбирается равным 2^n (с учетом центральной массы). В качестве примера рассматриваем случай, когда масса тора составляет 5 % от центральной массы.

⁵Существуют более эффективные алгоритмы для задачи многих тел, основанные на методе Эрмита [34], которые позволяют значительно уменьшить затраты машинного времени.

На рис. 2 показаны результаты численного моделирования распределения частиц для различных начальных условий, достигнутого через 1000 орбитальных периодов. Средний орбитальный период облака при его движении вокруг центральной черной дыры

$$T \approx 30000 \left(\frac{M_c}{10^7 M_\odot} \right)^{-1/2} r^{3/2},$$

где T измеряется в годах, а r – в парсеках. Тогда для массы черной дыры $M_c = 10^7 M_\odot$ на расстоянии 1 пк временному масштабу 1000 средних орбитальных периодов соответствует 30 млн лет, что приблизительно совпадает с временем активности ядра галактики. Все координаты на рис. 2 нормированы на большой радиус тора: $(x, y, z) \rightarrow (x/R, y/R, z/R)$, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Поскольку моделирование проводилось в системе единиц $G = M_c = R = 1$, координата $\zeta = z$ (см. раздел 2). На рис. 3 представлено распределение плотности в сечении тора, полученное следующим образом. Все частицы собираются в одну плоскость, перпендикулярную экваториальной плоскости тора (на рис. 2 – правая колонка). При этом плоскость покрывается сеткой 500×500 и для каждой ячейки подсчитывается количество частиц, занимающих данную ячейку. Более светлые цвета на рис. 3 соответствуют максимальному количеству частиц, а более темные – минимальному, отражая таким образом распределение плотности частиц в сечении тора. Координаты (l_1, l_2) на рис. 3 связаны с координатами (ρ, z) следующим образом: ось абсцисс $l_1 = 250\rho$, ось ординат $l_2 = 250z + 200$ (рис. 3, а и б) и $l_2 = 250(z+1)$ (рис. 3, в). Видно, что во всех трех случаях (рис. 2, 3) тор в среднем сохраняет геометрическую толщину, что является результатом действия иррегулярных сил между частицами. Действительно, при взаимодействии частиц одни из них теряют энергию и переходят на более низкие орбиты, а энергия других увеличивается, и они могут переходить на более вытянутые и наклоненные орбиты. В результате таких взаимодействий граница сечения тора постепенно увеличивается, что может объяснять гауссово распределение частиц в его сечении (рис. 3). При этом распределение частиц в плоскости симметрии тора (рис. 2, левая колонка) слабо отличаются для рассматри-

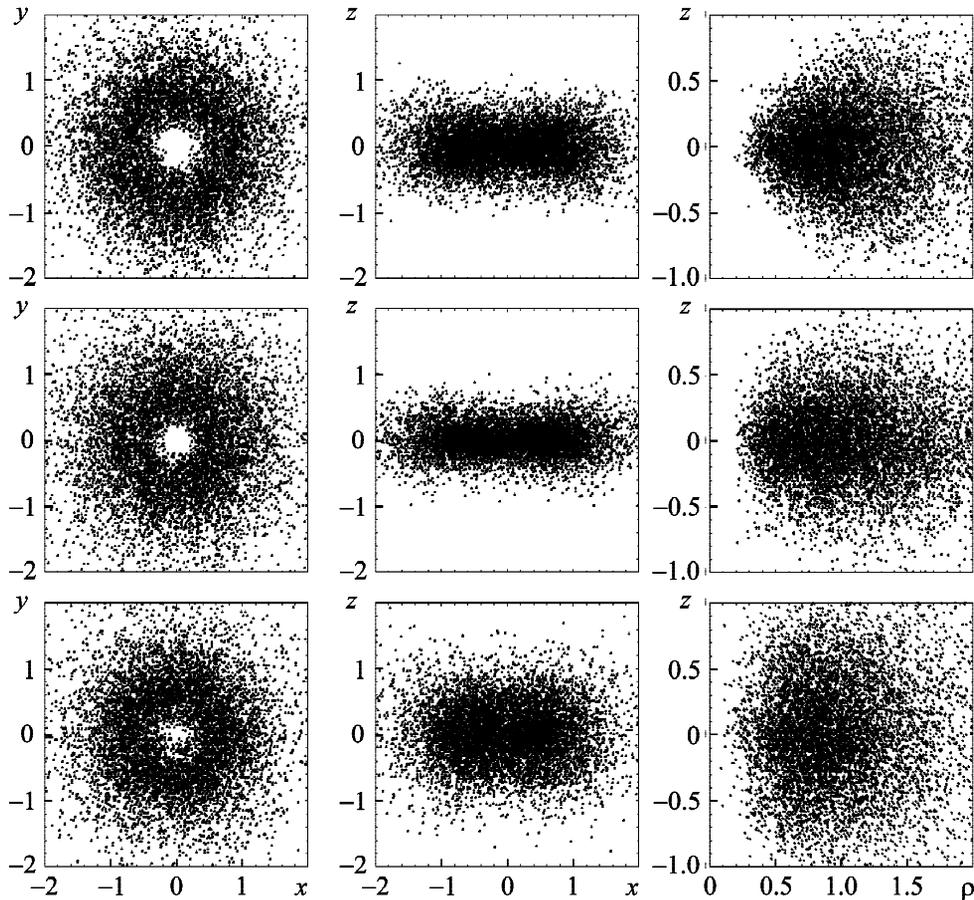


Рис. 2. Распределение частиц для случая $M_{\text{torus}} = 0.05M_c$ и $N = 8192$, достигнутое через 1000 орбитальных периодов от разных начальных состояний. Верхние панели – начальным распределением является эллиптический тор Кеплера ($r_0 = 0.5$); средние – круговой тор Кеплера ($r_0 = 0.5$); нижние – случайное распределение по элементам орбит. Левая колонка – проекция на экваториальную плоскость симметрии тора; средняя колонка – вид с ребра; правая колонка – все частицы собраны в одну плоскость, перпендикулярную экваториальной плоскости симметрии

ваемых трех случаев начальных условий, но толщина тора зависит от начальных условий (рис. 2, средняя и правая колонки). Так, если начальным условием является круговой тор Кеплера, то в равновесном состоянии геометрическая толщина тора меньше (рис. 3, б), чем в случае, когда в качестве начального состояния используется эллиптический тор Кеплера (рис. 3, а). Это означает, что не только наклонение, но и эллиптичность орбит играет важную роль в стабильности самогравитирующего тора. Если в начальном состоянии все элементы орбит задаются случайным образом (при наличии анизотропии), то в равновесном состоянии распределение частиц формирует еще более толстый тор (рис. 3, в). При этом форма поперечного сечения тора отличается от овала (ср. с [27]).

Таким образом, для стабильности толстого тора необходимо, чтобы в начальном состоянии

элементы орбит облаков имели разброс не только по наклонениям, но и по эксцентриситетам. Как при этом изменяются распределения частиц по элементам орбит, мы рассмотрим в следующем разделе.

4. Распределение частиц (облаков) по элементам орбит в самогравитирующем торе

В результате моделирования для данных начальных условий мы получаем координаты и скорости каждой частицы системы. Частицы взаимодействуют друг с другом за счет сил гравитации и изменяют свои траектории в процессе движения. Мы можем найти элементы орбит частиц в определенный выбранный момент времени (“мгновенные значения”), ограничиваясь задачей двух тел

(центральная масса и частица тора). В этом случае используем известные выражения для определения элементов орбит по полученным значениям их координат и скоростей. Для анализа достаточно ограничиться только изменениями наклона, большой полуоси и эксцентриситета [29]:

$$i = \arccos(C_z/C),$$

$$a = \frac{1}{2/r - V^2},$$

$$e = \sqrt{1 - C^2/a},$$

где $C = \sqrt{C_x^2 + C_y^2 + C_z^2}$ – модуль вектора полного кинетического момента системы “частица и центральная масса” $\mathbf{C} = \mathbf{r} \times \mathbf{V}$, V – модуль скорости частицы.

На рис. 4 представлены распределения частиц по наклонам и эксцентриситетам на разных этапах эволюции тора. Для данного случая в качестве начальных условий мы использовали эллиптический тор Кеплера. Хорошо видно, что в первые 20 периодов элементы орбит частиц значительно изменяются по сравнению с начальным состоянием. При этом происходит перераспределение орбит частиц по наклонам (рис. 4, а), так как под действием самогравитации форма сечения тора изменяется. Моделирование показывает (см. также [27]), что уже через сотню периодов распределение частиц по наклонам и эксцентриситетам практически не меняется, что отражает достижение системой своего квазиравновесного состояния.

Из рис. 5 видно, что начальный разброс по эксцентриситетам влияет на распределение частиц по наклонам в равновесном состоянии тора. Если в начальном состоянии тор был сформирован из частиц, движущихся по круговым орбитам с разбросом по большим полуосям, то с приближением к равновесному состоянию распределение частиц смещается в сторону меньших наклонов. Это приводит к более сплюсненному тору. Если же в начальном состоянии частицы имели разброс по эксцентриситетам (при равных больших полуосях), то в равновесном состоянии существуют частицы с большими наклонами, что приводит к формированию более толстого тора. При случайном начальном распределении частиц по всем элементам орбит

окончательно получаем пологое распределение частиц по наклонам (рис. 5, а). В этом случае присутствуют частицы с достаточно высокими наклонами, вплоть до 80° . Это приводит фактически к формированию толстой тороидальной структуры с размытыми границами, что требует наблюдаемое спектральное распределение энергии в ИК диапазоне (см., например, [18]). Различия в распределениях частиц по эксцентриситетам для этих двух последних случаев оказывается не столь значительным (рис. 5, б). Отметим, что в случае, когда в начальном состоянии все частицы имели круговые орбиты (круговой тор Кеплера) через 1000 орбитальных периодов распределение частиц по эксцентриситетам имеет гауссовый характер, что также подтверждает достижение системой равновесного состояния.

При моделировании, в качестве примера, мы ограничились случаем, когда масса тора составляет 5 процентов от массы сверхмассивной черной дыры, а количество частиц $N = 8192$. Такой выбор вполне обоснован. Оценить массу тора можно только по кривым вращения, которые были получены по наблюдениям мегамазерного излучения в нескольких ближайших сейфертовских галактиках. Для этих объектов значения массы тора не превышают 10 % от центральной массы⁶, поэтому в качестве верхнего предела для моделирования мы и ограничились $M_{\text{torus}} = 0.05M_c$. Количество облаков в торе может быть значительно больше, чтобы обеспечить необходимое условие затенения центральной машины в АЯГ [27]. Однако эволюцию тора можно предсказать для других соотношения M_{torus}/M_c и числа частиц без непосредственного моделирования. В работе [27] было получено выражение для дисперсии скорости частицы, возникающей за счет кумулятивных эффектов, достигнутой за время Δt :

$$(\Delta V)^2 \sim M_{\text{torus}}^2 \frac{\Delta t}{N}. \quad (10)$$

Таким образом, если количество частиц увеличивается в k раз (или масса тора уменьшается в \sqrt{k}), то из (10) видно, что система достигнет тех же значений дисперсии скорости за временной интервал в k раз больший, но форма сечений на рис. 3 при этом существенно не изменится.

⁶ Заметим, что оценки массы тора по кривым вращения модельно зависимы и получены в приближении тора как толстого диска.

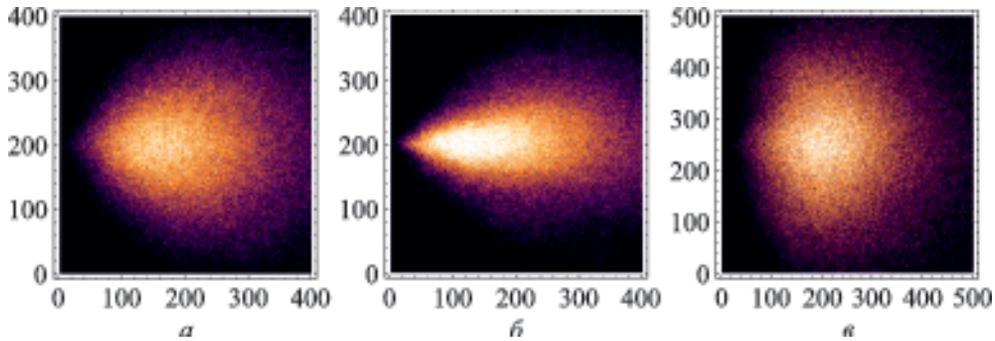


Рис. 3. Распределение плотности частиц в равновесном сечении тора, достигнутое через 1000 орбитальных периодов, для трех разных случаев начальных условий: *a* – эллиптический тор Кеплера ($r_0 = 0.5$), *б* – круговой тор Кеплера ($r_0 = 0.5$), *в* – случайное распределение по элементам орбит при наличии анизотропии. Моделирование проводилось для тора с $M_{\text{torus}} = 0.05M_c$ и $N = 8192$

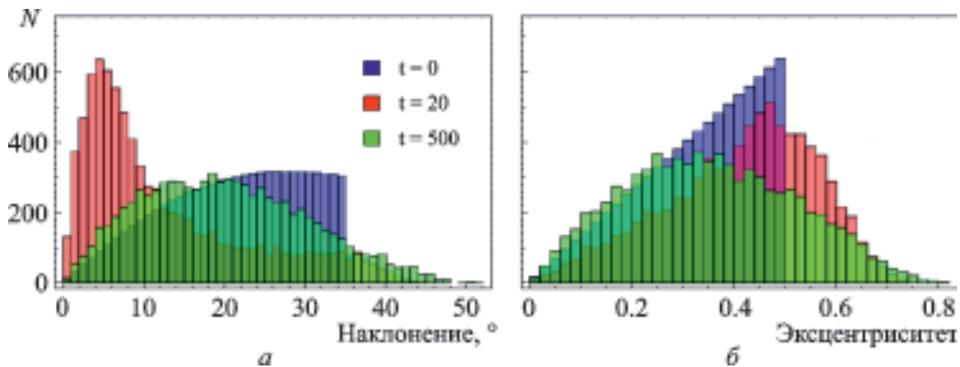


Рис. 4. Гистограммы распределения частиц в торе по наклонениям (*a*) и эксцентриситетам (*б*) для начального состояния ($t = 0$) и через 20 и 500 средних орбитальных периодов. Моделирование проводилось для тора с $M_{\text{torus}} = 0.05M_c$ и $N = 8192$, в качестве начальных условий использовался эллиптический тор Кеплера ($r_0 = 0.5$)

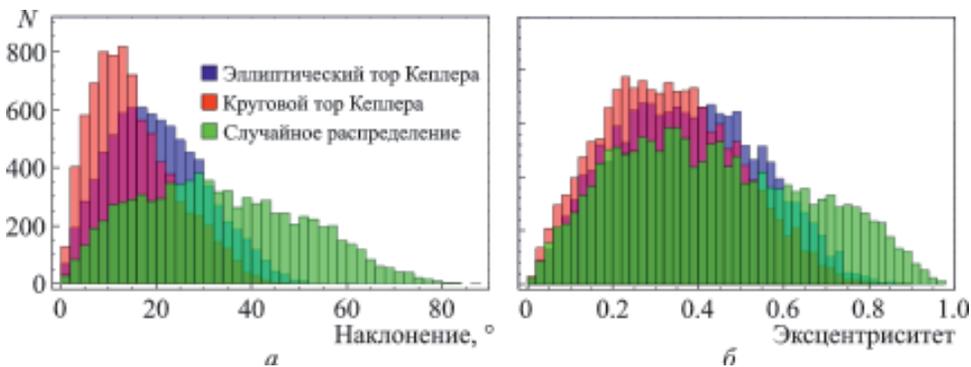


Рис. 5. Гистограммы распределения частиц по наклонениям (*a*) и эксцентриситетам (*б*) через 1000 орбитальных периодов от разных начальных состояний: эллиптического тора Кеплера ($r_0 = 0.5$), кругового тора Кеплера ($r_0 = 0.5$) и случайного распределения частиц по элементам орбит. Моделирование проводилось для тора с $M_{\text{torus}} = 0.05M_c$ и $N = 8192$

Как отмечалось во введении, для построения кривой вращения в торе необходимо знать распределение частиц по скоростям по сечению тора. Численное моделирование показывает, что если в какой-либо момент зафиксировать все частицы, то

на плоскости эксцентриситет–наклонение они заполняют практически всю площадь, т. е. их распределение случайно. Таким образом, внутреннюю или внешнюю границы тора будут заполнять частицы со случайным набором элементов

орбит, так же как и в центре сечения тора. Подобное движение, а также отличие гравитационного потенциала тора [35] от потенциала толстого диска должны приводить к некеплеровской кривой вращения.

5. Обсуждение и выводы

Исследование эволюции самогравитирующего тора, находящегося в поле центральной массы продемонстрировало, что для стабильности тора необходимо наличие в начальном состоянии разброса орбит по наклонениям и эксцентриситетам. Начальный случайный разброс по всем элементам орбит при наличии анизотропии (вдоль оси симметрии) приводит в результате самогравитации к формированию толстой тороидальной структуры. При этом гауссово распределение облаков в сечении тора и отсутствие четких границ согласуется с наблюдательными данными, полученными на основе анализа спектрального распределения энергии в ИК диапазоне [18]. Таким образом, основным механизмом, поддерживающим геометрическую толщину затеняющего тора, является движение облаков по наклоненным орбитам с разбросом по эксцентриситетам. Подобное движение может быть следствием эволюционных процессов в АЯГ, которые мы обсудим ниже.

Как известно, активность ядра галактики проявляется мощным излучением аккреционного диска, которое может достигать эддингтоновского предела, а также в наличии ветра и джетов. По всей видимости, активная фаза галактики включается в некоторый момент времени. Можно предположить, что до этого момента облака и звездная составляющая движутся вокруг центральной черной дыры со случайным разбросом по элементам орбит, формируя первоначально квазисферическое распределение. Примером может служить система IRAS16399-0937, представляющая собой ядро галактики, погруженное в квазисферическое распределение оптически толстых облаков [36]. Из наблюдательных данных следует, что светимость этого объекта составляет всего лишь 1 % от эддингтоновской светимости. Это может указывать на низкий темп аккреции, т. е. вещества, поступающего в аккреционный диск, недостаточно для обеспечения активности ядра. С другой стороны, сферически симметричное распределение оптически толстых облаков эк-

ранирует слабое излучение аккреционного диска. К увеличению темпа аккреции может привести, например, процесс слияния галактик, при котором значительно возрастает содержание окружающего вещества и, следовательно, происходит подпитка аккреционного диска (см., например, [6, 37, 38]). Напомним, что для обеспечения наблюдаемой светимости на уровне эддингтоновского предела необходимо, чтобы темп аккреции составлял $(0.1 \div 1)M_{\odot}$ в год. Начало стадии активности приводит к анизотропии в распределении облаков за счет наличия ветра [39], формирование которого может быть связано как с давлением излучения, так и с давлением газа или наличием магнитного поля (см., например, [40–42]). При этом ветер представляет собой конусоподобные области, ориентированные в двух противоположных направлениях, в которых облака приобретают дополнительный импульс, направленный против сил гравитации, что может приводить к выбросу облаков на большие расстояния. Подобные конусы ионизованного вещества, характеризующиеся высокими скоростями, обнаруживаются во многих активных ядрах [2, 3]. За счет влияния излучения эти области освобождается от пыли. Возможно, именно эти газовые облака на масштабах $10 \div 100$ пк отвечают за формирование узких эмиссионных линий. При этом облака, находящиеся вне ветровых конусов, слабо подвержены воздействию ветра. Продолжая двигаться по наклоненным и эксцентричным орбитам, такие пылевые облака за счет гравитационного взаимодействия между собой формируют в результате тороидальное распределение, которое и играет роль затеняющей структуры в АЯГ.

Работа выполнена на вычислительном кластере НИИ астрономии Харьковского национального университета и частично на кластере РИ НАНУ. Автор благодарен Ю. Г. Шкуратову за полезные замечания и поддержку в модернизации компьютерного оборудования кластера НИИ астрономии, В. В. Захаренко – за организацию работы на кластере РИ НАНУ, а также В. М. Конторовичу и Б. В. Комбергу за полезные ссылки и плодотворное обсуждение статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bianchi S., Maiolino R., and Risaliti G. AGN Obscuration and the Unified Model // *Adv. Astron.* – 2012. – Vol. 2012. – id. 782030.

2. *Netzer H.* The physics and evolution of active galactic nuclei. – New York: Cambridge university press, 2013. – 378 p.
3. *Netzer H.* Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 2015. – Vol. 53 (astro-ph/1505.00811).
4. *Antonucci R.* Unified models for active galactic nuclei and quasars // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1993. – Vol. 31. – P. 473–521.
5. *Antonucci R. R. J. and Miller J. S.* Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068 // *Astrophys. J.* – 1985. – Vol. 297. – P. 621–632.
6. *Tran H. D.* The Unified Model and Evolution of Active Galaxies: Implications from a Spectropolarimetric Study // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 583, Is. 2. – P. 632–648.
7. *Urry C. M. and Padovani P.* Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // *Publ. Astron. Soc. Pac.* – 1995. – Vol. 107. – P. 803–845.
8. *Schmitt H. R., Antonucci R. R. J., Ulvestad J. S., Kinney A. L., Clarke C. J., and Pringle J. E.* Testing the Unified Model with an Infrared-selected Sample of Seyfert Galaxies // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 555, Is. 2. – P. 663–672.
9. *Jaffe W., Meisenheimer K., Röttgering H. J. A., Leinert Ch., Richichi A., Chesneau O., Fraix-Burnet D., Glazeborg-Kluttig A., Granato G.-L., Graser U., Heijligers B., Köhler R., Malbet F., Miley G. K., Paresce F., Pel J.-W., Perrin G., Przygodda F., Schoeller M., Sol H., Waters L. B. F. M., Weigelt G., Woillez J., and de Zeeuw P. T.* The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068 // *Nature.* – 2004. – Vol. 429, Is. 6987. – P. 47–49.
10. *Raban D., Jaffe W., Röttgering H. J. A., Meisenheimer K., and Tristram K. R. W.* Resolving the obscuring torus in NGC 1068 with the power of infrared interferometry: revealing the inner funnel of dust // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2009. – Vol. 394, Is. 3. – P. 1325–1337.
11. *Schartmann M., Meisenheimer K., Camenzind M., Wolf S., and Henning Th.* Towards a physical model of dust tori in Active Galactic Nuclei // *Astron. Astrophys.* – 2005. – Vol. 437, Is. 3. – P. 861–881.
12. *Dullemond C. P. and van Bemmell I. M.* Clumpy tori around active galactic nuclei // *Astron. Astrophys.* – 2005. – Vol. 436, Is. 1. – P. 47–56.
13. *Tristram K. R. W., Meisenheimer K., Jaffe W., Schartmann M., Rix H.-W., Leinert Ch., Morel S., Wittkowski M., Röttgering H., Perrin G., Lopez B., Raban D., Cotton W. D., Graser U., Paresce F., and Henning Th.* Resolving the complex structure of the dust torus in the active nucleus of the Circinus galaxy // *Astron. Astrophys.* – 2007. – Vol. 474, Is. 3. – P. 837–850.
14. *Krolik J. H. and Begelman M. C.* Molecular tori in Seyfert galaxies – Feeding the monster and hiding it // *Astrophys. J.* – 1988. – Vol. 329. – P. 702–711.
15. *Greenhill L. J., Gwinn C. R., Antonucci R., and Barvainis R.* VLBI Imaging of Water Maser Emission from the Nuclear Torus of NGC 1068 // *Astrophys. J. Lett.* – 1996. – Vol. 472. – P. L21–L25.
16. *Lo K. Y.* Mega- Masers and Galaxies // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 2005. – Vol. 43, Is. 1. – P. 625–676.
17. *Maiolino R.* Prospects for AGN studies with ALMA // *New Astron. Rev.* – 2008. – Vol. 52, Is. 6. – P. 339–357.
18. *Nenkova M., Sirocky M. M., Ivezić Z., and Elitzur M.* AGN Dusty Tori. I. Handling of Clumpy Media; II. Observational Implications of Clumpiness // *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 685, Is. 2. – P. 147–180.
19. *Hönig S. F., Beckert T., Ohnaka K., and Weigelt G.* Radiative transfer modeling of three-dimensional clumpy AGN tori and its application to NGC 1068 // *Astron. Astrophys.* – 2006. – Vol. 452, Is. 2. – P. 459–471.
20. *Krolik J. H.* AGN Obscuring Tori Supported by Infrared Radiation Pressure // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 661, Is. 1. – P. 52–59.
21. *Schartmann M., Burkert A., Krause M., Camenzind M., Meisenheimer K., and Davies R. I.* Gas dynamics of the central few parsec region of NGC 1068 fuelled by the evolving nuclear star cluster // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2010. – Vol. 403, Is. 4. – P. 1801–1811.
22. *Wada K., Papadopoulos P. P., and Spaans M.* Molecular Gas Disk Structures Around Active Galactic Nuclei // *Astrophys. J.* – 2009. – Vol. 702, Is. 1. – P. 63–74.
23. *Elvis M.* A Structure for Quasars // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 545, Is. 1. – P. 63–76.
24. *Elitzur M. and Shlosman I.* The AGN-obscuring Torus: The End of the “Doughnut” Paradigm? // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 648, Is. 2. – P. L101–L104.
25. *Dorodnitsyn A., Kallman T., and Bisnovatyi-Kogan G. S.* AGN Obscuration through Dusty, Infrared-dominated Flows // *Astrophys. J.* – 2012. – Vol. 747, Is. 1. – P. 8–19.
26. *Bannikova E. Yu. and Kontorovich V. M.* A dipolar vortex model for the obscuring tori in active galactic nuclei // *Astron. Rep.* – 2007. – Vol. 51, Is. 4. – P. 264–273.
27. *Bannikova E. Yu., Vakulik V. G., and Sergeev A. V.* N-body simulation of a clumpy torus: application to active galactic nuclei // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2012. – Vol. 424, Is. 2. – P. 820–829.
28. *Elvis M.* Slicing the Torus: Obscuring Structures in Quasars // *J. Phys.* – 2012. – Vol. 372. – id. 012032 (astro-ph/1201.5101).
29. *Дубошин Г. Н.* Небесная механика. – М.: Мир, 1968. – 799 с.
30. *Plummer H. C.* On the problem of distribution in globular star clusters // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1911. – Vol. 71. – P. 460–470.
31. *Aarseth S. J.* Dynamical evolution of clusters of galaxies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1963. – Vol. 126. – P. 223–255.
32. *Aarseth S. J.* Gravitational N-Body Simulation: Tools and Algorithms. – Cambridge: Cambridge university press, 2003. – 408 p.
33. *Belleman R. G., Bedorf J., and Portegies Zwart S. F.* High performance direct gravitational N-body simulations on graphics processing units II: An implementation in CUDA // *New Astron.* – 2008. – Vol. 13, Is. 2. – P. 103–112.
34. *Harfst S., Gualandris A., Merritt D., Spurzem R., Portegies Zwart S., and Berczik P.* Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers // *New Astron.* – 2007. – Vol. 12, Is. 5. – P. 357–377.
35. *Bannikova E. Yu., Vakulik V. G., and Shulga V. M.* Gravitational potential of a homogeneous circular torus: a new approach // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2011. – Vol. 411, Is. 1. – P. 557–564.
36. *Sales D. A., Robinson A., Axon D. J., Gallimore J., Kharb P., Curran R. L., O’Dea C., Baum S., Elitzur M., and Mittal R.* An Embedded Active Nucleus in the OH Megamaser

- Galaxy IRAS16399-0937 // *Astrophys. J.* – 2015. – Vol. 799, Is. 1. – id. 25.
37. Kontorovich V. M. The connection between the interaction of galaxies and their activity // *Astron. Astrophys. Trans.* – 1994. – Vol. 5. – P. 259–278.
38. Zhu L., Zhang S.-N, and Tang S.-M. Evidence for an Intermediate Line Region in Active Galactic Nuclei's Inner Torus Region and its Evolution from Narrow to Broad Line Seyfert I Galaxies // *Astrophys. J.* – 2009. – Vol. 700, Is. 2. – P. 1173–1189.
39. Liu Y. and Zhang N. Dusty Torus Formation by Anisotropic Radiative Pressure Feedback of Active Galactic Nuclei // *Astrophys. J.* – 2011. – Vol. 728, Is. 2. – P. L44–L49.
40. Blandford R. D. and Payne D. G. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1982. – Vol. 199. – P. 883–903.
41. Proga D. Theory of Winds in AGNs // *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, ASP Conference Series, 2006. – Vol. 373. – P. 267–276 (astro-ph/0701100).
42. Reynolds C. S. Constraints on Compton-thick Winds from Black Hole Accretion Disks: Can We See the Inner Disk? // *Astrophys. J. Lett.* – 2012. – Vol. 759, Is. 1. – P. L15–L20.
10. RABAN, D., JAFFE, W., RÖTTGERING, H. J. A., MEISENHEIMER, K. and TRISTRAM, K. R. W., 2009. Resolving the obscuring torus in NGC 1068 with the power of infrared interferometry: revealing the inner funnel of dust. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 394, no. 3, pp. 1325–1337.
11. SCHARTMANN, M., MEISENHEIMER, K., CAMENZIND, M., WOLF, S. and HENNING, TH., 2005. Towards a physical model of dust tori in Active Galactic Nuclei. *Astron. Astrophys.*, vol. 437, no. 3, pp. 861–881.
12. DULLEMOND, C. P. and VAN BEMMEL, I. M., 2005. Clumpy tori around active galactic nuclei. *Astron. Astrophys.*, vol. 436, no. 1, pp. 47–56.
13. TRISTRAM, K. R. W., MEISENHEIMER, K., JAFFE, W., SCHARTMANN, M., RIX, H.-W., LEINERT, CH., MOREL, S., WITTKOWSKI, M., RÖTTGERING, H., PERRIN, G., LOPEZ, B., RABAN, D., COTTON, W. D., GRASER, U., PARESCHE, F. and HENNING, TH., 2007. Resolving the complex structure of the dust torus in the active nucleus of the Circinus galaxy. *Astron. Astrophys.*, vol. 474, no. 3, pp. 837–850.
14. KROLIK, J. H. and BEGELMAN, M. C., 1988. Molecular tori in Seyfert galaxies – Feeding the monster and hiding it. *Astrophys. J.*, vol. 329, pp. 702–711.
15. GREENHILL, L. J., GWINN, C. R., ANTONUCCI, R. and BARVAINIS, R., 1996. VLBI Imaging of Water Maser Emission from the Nuclear Torus of NGC 1068. *Astrophys. J. Lett.*, vol. 472, pp. L21–L25.
16. LO, K. Y., 2005. Mega- Masers and Galaxies. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 43, no. 1, pp. 625–676.
17. MAIOLINO, R., 2008. Prospects for AGN studies with ALMA. *New Astron. Rev.*, vol. 52, no. 6, pp. 339–357.
18. NENKOVA, M., SIROCKY, M. M., IVEZIC, Z. and ELITZUR, M., 2008. AGN Dusty Tori. I. Handling of Clumpy Media; II. Observational Implications of Clumpiness. *Astrophys. J.*, vol. 685, no. 2, pp. 147–180.
19. HÖNIG, S. F., BECKERT, T., OHNAKA, K. and WEIGELT, G., 2006. Radiative transfer modeling of three-dimensional clumpy AGN tori and its application to NGC 1068. *Astron. Astrophys.*, vol. 452, no. 2, pp. 459–471.
20. KROLIK, J. H., 2007. AGN Obscuring Tori Supported by Infrared Radiation Pressure. *Astrophys. J.*, vol. 661, no. 1, pp. 52–59.
21. SCHARTMANN, M., BURKERT, A., KRAUSE, M., CAMENZIND, M., MEISENHEIMER, K. and DAVIES, R. I., 2010. Gas dynamics of the central few parsec region of NGC 1068 fuelled by the evolving nuclear star cluster. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 403, no. 4, pp. 1801–1811.
22. WADA, K., PAPADOPOULOS, P. P. and SPAANS, M., 2009. Molecular Gas Disk Structures Around Active Galactic Nuclei. *Astrophys. J.*, vol. 702, no. 1, pp. 63–74.
23. ELVIS, M. A., 2000. Structure for Quasars. *Astrophys. J.*, vol. 545, no. 1, pp. 63–76.
24. ELITZUR, M. and SHLOSMAN, I., 2006. The AGN-obscuring Torus: The End of the “Doughnut” Paradigm? // *Astrophys. J.*, vol. 648, no. 2, pp. L101–L104.
25. DORODNITSYN, A., KALLMAN, T. and BISNOVATYI-KOGAN, G. S., 2012. AGN Obscuration through Dusty, Infrared-dominated Flows. *Astrophys. J.*, vol. 747, no. 1, pp. 8–19.

26. BANNIKOVA, E. YU. and KONTOROVICH, V. M., 2007. A dipolar vortex model for the obscuring tori in active galactic nuclei. *Astron. Rep.*, vol. 51, no. 4, pp. 264–273.
27. BANNIKOVA, E. YU., VAKULIK, V. G. and SERGEEV, A. V., 2012. N-body simulation of a clumpy torus: application to active galactic nuclei. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 424, no. 2, pp. 820–829.
28. ELVIS, M., 2012. Slicing the Torus: Obscuring Structures in Quasars. *J. Phys.*, vol. 372, id. 012032 (astro-ph/1201.5101).
29. DUBOSHIN, G. N., 1968. *Celestial Mechanics*. Moscow: Nauka (in Russian).
30. PLUMMER, H. C., 1911. On the problem of distribution in globular star clusters. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 71, pp. 460–470.
31. AARSETH, S. J., 1963. Dynamical evolution of clusters of galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 126, pp. 223–255.
32. AARSETH, S. J., 2003. *Gravitational N-Body Simulation: Tools and Algorithms*. Cambridge: Cambridge university press.
33. BELLEMAN, R. G., BEDORF, J. and PORTEGIES ZWART, S., 2008. High performance direct gravitational N-body simulations on graphics processing units II: An implementation in CUDA. *New Astron.*, vol. 13, no. 2, pp. 103–112.
34. HARFST, S., GUALANDRIS, A., MERRITT, D., SPURZEM, R., ZWART, S. P. and BERCIK, P., 2007. Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers. *New Astron.*, vol. 12, no. 5, pp. 357–377.
35. BANNIKOVA, E. YU., VAKULIK, V. G. and SHULGA, V. M., 2011. Gravitational potential of a homogeneous circular torus: a new approach. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 411, no. 1, pp. 557–564.
36. SALES, D. A., ROBINSON, A., AXON, D. J., GALLIMORE, J., KHARB, P., CURRAN, R. L., O'DEA, C., BAUM, S., ELITZUR, M. and MITTAL, R., 2015. An Embedded Active Nucleus in the OH Megamaser Galaxy IRAS16399-0937. *Astrophys. J.*, vol. 799, no. 1, id. 25.
37. KONTOROVICH, V. M., 1994. The connection between the interaction of galaxies and their activity. *Astron. Astrophys. Trans.*, vol. 5, pp. 259–278.
38. ZHU, L., ZHANG, S.-N. and TANG, S.-M., 2009. Evidence for an Intermediate Line Region in Active Galactic Nuclei's Inner Torus Region and its Evolution from Narrow to Broad Line Seyfert I Galaxies. *Astrophys. J.*, vol. 700, no. 2, pp. 1173–1189.
39. LIU, Y. and ZHANG, N., 2011. Dusty Torus Formation by Anisotropic Radiative Pressure Feedback of Active Galactic Nuclei. *Astrophys. J.*, vol. 728, no. 2, pp. L44–L49.
40. BLANDFORD, R. D. and PAYN, D. G., 1982. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 199, pp. 883–903.
41. PROGA, D., 2006. Theory of Winds in AGNs. In: *The Central Engine of Active Galactic Nuclei, ASP Conference Series*, vol. 373, pp. 267–276 (astro-ph/0701100).
42. REYNOLDS, C. S., 2012. Constraints on Compton-thick Winds from Black Hole Accretion Disks: Can We See the Inner Disk? *Astrophys. J. Lett.*, vol. 759, no. 1, pp. L15–L20.

E. Yu. Bannikova

Institute of Radio Astronomy,
National Academy of Sciences of Ukraine,
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine
V. Kazarin National University of Kharkiv,
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

CLOUD DISTRIBUTION IN OBSCURING TORI OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI

In the framework of N -body simulations, we have investigated the influence of initial conditions on the evolution of self-gravitating torus being in the active galactic nuclei (AGN), as well as evolution of distribution of particles (clouds) by their orbital elements analysed. The results of simulations show that stability of a geometrically thick torus in AGN can be explained by the motion of clouds in the torus by inclined and eccentric orbits. The scenario of torus formation being related to the beginning of the AGN's stage is suggested.

Key words: active galactic nuclei, unified scheme, obscuring torus

О. Ю. Баннікова

Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна
Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна,
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

РОЗПОДІЛ ХМАР В ЗАТІНЮЮЧОМУ ТОРІ АКТИВНИХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

В межах задачі N -тіл досліджено вплив початкових умов на еволюцію самогравітуючого тора, що знаходиться в полі центральної маси. Виконано аналіз розподілу частинок (хмар) за елементами орбіт на різних етапах його еволюції. Результати моделювання показують, що стабільність геометрично товстого тора в активних ядрах галактик може бути пояснена рухом хмар у ньому за нахиленими та ексцентричними орбітами, а його формування пов'язане із початком стадії активності в ядрах галактик.

Ключові слова: активні ядра галактик, уніфікована схема, затінюючий тор

Статья поступила в редакцию 28.05.2015