

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Достижения в астрономии

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 27 февраля 2013 г.

PACS numbers: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307d.0741

27 февраля 2013 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук "Достижения в астрономии".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Чернин А.Д.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва). *Тёмная энергия в ближней Вселенной: HST-данные, нелинейная теория, численные эксперименты.*

2. **Гнедин Ю.Н.** (Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург). *Новый метод исследования сверхмассивных чёрных дыр, основанный на поляриметрических наблюдениях активных ядер галактик.*

3. **Ефремов Ю.Н.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва). *Наша Галактика — регулярный спиральный узор и умеренно активное ядро.*

4. **Гильфанов М.Р.** (Институт космических исследований РАН, Москва). *Рентгеновские двойные, звездообразование и проблема предшественников сверхновых Ia.*

5. **Балега Ю.Ю.** (Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская Республика). *Ближайшая "фабрика звёзд" в Туманности Ориона.*

6. **Бисикало Д.В.** (Институт астрономии РАН, Москва). *Атмосферы экзопланет-гигантов.*

7. **Кораблёв О.И.** (Институт космических исследований РАН, Москва). *Спектроскопия атмосфер Марса и Венеры: новые методы — новые результаты.*

8. **Ипатов А.В.** (Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург). *Радиоинтерферометр нового поколения для фундаментальных и прикладных исследований.*

Статьи, написанные на основе докладов 1, 2, 4, 7, 8, публикуются ниже.

PACS numbers: 04.50.-h, 12.10.Kt, 95.36.+x, 98.80.-k
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307e.0741

Тёмная энергия в ближней Вселенной: данные телескопа "Хаббл", нелинейная теория, численные эксперименты

А.Д. Чернин

1. Введение

Тёмная энергия — невидимая космическая среда, физическая природа и микроскопическая структура которой неизвестны. О её существовании стало известно 15 лет назад в результате астрономических наблюдений на больших космологических расстояниях, вблизи горизонта мира [1, 2] (Нобелевская премия 2011 года). Эта среда создаёт не тяготение, как все известные ранее формы энергии/массы, а анитяготение. В наблюдаемой Вселенной как целом анитяготение сильнее тяготения. Из-за этого космологическое разбегание галактик происходит с ускорением — что и было зарегистрировано астрономами [1, 2] с помощью космического телескопа "Хаббл" (Hubble Space Telescope — HST) и других крупных инструментов. Было также установлено, что феномен космического анитяготения хорошо описывается общей теорией относительности (ОТО), созданной почти 100 лет назад Эйнштейном [3].

ОТО, если говорить о ней на языке ньютоновской механики, утверждает, что наряду с ньютоновским всемирным тяготением, подчиняющимся закону обратных квадратов,

$$F_N = -\frac{GM}{R^2}, \quad (1)$$

в природе существует всемирное анитяготение с линейной зависимостью силы от расстояния:

$$F_E = \frac{c^2}{3} AR. \quad (2)$$

А.Д. Чернин. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, РФ
E-mail: chernin@sai.msu.ru

Здесь G — гравитационная постоянная, Λ — эйнштейновская космологическая постоянная [3]. Силы даны в расчёте на единицу массы частицы, испытывающей их действие, т.е. это ускорения, сообщаемые частице в поле каждой из двух сил. Формула (1) применима, например, к задаче о движении лёгкой ("пробной") частицы в поле тяжёлой сферической массы M , и тогда R — расстояние от частицы до центра этой массы. Эйнштейновская формула (2) описывает силу отталкивания между двумя частицами, находящимися на расстоянии R друг от друга. При положительной космологической постоянной сила (2) имеет знак, противоположный знаку силы (1). Сила (1) создаётся массами самих тел, тогда как сила (2) от масс тел не зависит и создаётся не ими, а невидимой идеально однородной космической средой, заполняющей всё пространство с постоянной плотностью. Эта среда отождествляется с открытой астрономами тёмной энергией. Плотность тёмной энергии ρ_V выражается через космологическую постоянную: $\rho_V = c^2 \Lambda / (8\pi G)$. Космологическая плотность тёмной энергии измерена сейчас [4] с точностью до нескольких процентов: $\rho_V = (0,721 \pm 0,025) \times 10^{29} \text{ г см}^{-3}$. В наблюдаемой Вселенной тёмная энергия доминирует по плотности: на неё приходится 72 % полной энергии/массы мира.

Интерпретация космологической постоянной в духе представления об анигравитирующей среде с постоянной плотностью была предложена Э.Б. Глинером [5] в 1965 г.; в настоящее время она стала общепринятой и лежит в основе современной стандартной космологической модели (Λ CDM-модель, где CDM — аббр. от англ. Cold Dark Matter). Тёмная энергия как макроскопическая среда обладает рядом особых, присущих только ей свойств [5–8]: 1) её плотность положительна, а давление отрицательно, $P_V = -\rho_V c^2$, и равно плотности энергии по абсолютной величине; 2) она создаёт не тяготение, а антитяготение, так как её эффективная гравитирующая плотность отрицательна: $\rho_V^{\text{eff}} = \rho_V + 3P_V/c^2 = -2\rho_V < 0$; 3) она представляет собой вакуум, так как, подобно тривиальному вакууму, не может служить системой отсчёта.

Вскоре после открытия тёмной энергии было выдвинуто предположение о том, что создаваемое ею антитяготение способно проявлять себя не только у края наблюдаемого мира, но и в ближней Вселенной, в окрестностях Млечного Пути [9, 10]. Локальные эффекты тёмной энергии изучаются в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга (ГАИШ) Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ) в сотрудничестве с астрономами Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН, Санкт-Петербургского государственного университета, Университета Турку (Финляндия) и Университета Алабамы (США). Для этой цели используются данные с рекордно высокой точностью, полученные в последние годы в наблюдениях на HST, БТА (Большой телескоп азимутальный) САО РАН, радиотелескопе "Аресибо-Диск".

В настоящей статье даётся краткая сводка наших новых результатов по изучению локальных динамических эффектов тёмной энергии на пространственных масштабах ~ 1 –10 Мпк.

2. Местная группа и Местный поток

Глобальные космические объёмы с поперечником в 300 Мпк и более однородны по распределению галактик; это космологические масштабы, к которым приме-

нима стандартная Λ CDM-модель. Вселенная в относительно малых масштабах устроена иначе: населяющие её галактики распределены по ближнему объёму крайне неоднородно. Подавляющее их число собрано в массивные сгущения, называемые группами (с размерами ~ 1 Мпк) и скоплениями (~ 10 Мпк), тогда как в пространстве между этими сгущениями галактик очень мало.

Обратимся прежде всего к нашему ближайшему галактическому окружению. Галактика (Млечный Путь) вместе с другой столь же крупной галактикой в Андромеде (M 31) образуют Местную группу галактик, в состав которой входит ещё пять десятков менее крупных галактик.

Местная группа — гравитационно связанная квазистационарная система с полной массой $M = (2-3) \times 10^{12} M_\odot$. Эту массу составляют "обычное" (барионное) вещество звёзд и межзвёздной среды, а также тёмная материя, которой примерно в пять раз больше и которая находится в основном в протяжённых гало двух гигантских галактик группы. Размер группы в поперечнике — примерно 2 Мпк. Вне группы на расстояниях 1–3 Мпк от её центра наблюдаются 24 карликовые галактики; все они — без исключения — движутся в направлении от группы, причём их скорости тем больше, чем больше расстояние от её центра. Это Местный поток разбегания галактик.

Каждая из галактик группы и потока детально изучена в наблюдениях И.Д. Караченцева и его сотрудников с помощью HST и других указанных в разделе 1 крупных инструментов (см. [11] и цитируемые там работы). В частности, с рекордно высокой точностью — до 10 % — измерены расстояния до галактик Местной группы и потока вокруг неё; скорости галактик измерены с точностью не хуже 5–10 км с⁻¹. Результаты наблюдений представлены на диаграмме скорость–расстояние (рис. 1), заимствованной из работы [11].

Система группа–поток в главных чертах может быть описана нелинейной сферически-симметричной теоретической моделью [12, 13], в которой группа представлена сферической массой M , а поток рассматривается как

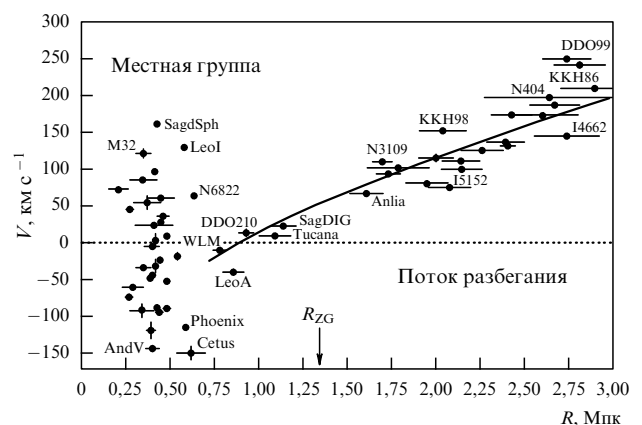


Рис. 1. Диаграмма скорость–расстояние для Местной группы галактик и потока вокруг неё. Каждая из точек соответствует галактике с измеренными значениями расстояния и скорости [11] в системе отсчёта, связанной с центром Местной группы. Скорости считаются положительными, если они направлены от центра группы. В области группы ($R < R_{ZG}$) преобладает тяготение, вне группы ($R > R_{ZG}$) в области потока преобладает антитяготение.

совокупность "пробных частиц" (общая масса карликов потока составляет не более нескольких процентов от массы группы). Группа и поток погружены в космический фон тёмной энергии с локальной постоянной плотностью ρ_X ; последнюю величину, вообще говоря, мы не считаем заведомо равной глобальной плотности ρ_V , если это специально не оговорено. На каждую из частиц потока действует ньютоновская сила притяжения к группе, определяемая уравнением (1), и эйнштейновская сила отталкивания, представленная уравнением (2), в котором вместо ρ_V теперь будет стоять ρ_X . Первая из сил убывает по модулю с увеличением расстояния, тогда как вторая возрастает с увеличением расстояния. Обе силы становятся сравнимыми по абсолютной величине на расстоянии

$$R = R_{ZG} = \left(\frac{3M}{8\pi\rho_X} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Здесь R_{ZG} — радиус нулевого тяготения [12, 13]. При $R < R_{ZG}$ преобладает тяготение, при $R > R_{ZG}$ — анти-тяготение. Допустим, что локальная плотность тёмной энергии ρ_X имеет то же значение, что и её глобальная плотность $\rho_V = 0,72 \times 10^{-29}$ г см⁻³, найденная в космологических наблюдениях; тогда радиус нулевого тяготения

$$R_{ZG} = 1,1 \left(\frac{M}{10^{12}M_\odot} \right)^{1/3} \text{ Мпк}. \quad (4)$$

Подставляя в (4) значение массы Местной группы $M = (2-3) \times 10^{12}M_\odot$, найдём, что критическая величина R_{ZG} составляет 1,3–1,4 Мпк (см. рис. 1).

Как мы видим, при принятом нами предположении о локальной плотности тёмной энергии радиус нулевого тяготения R_{ZG} весьма близок к известному из наблюдений радиальному размеру Местной группы $R_0 \simeq 1$ Мпк. Объём квазистационарной гравитационно связанной системы не может, очевидно, выходить за пределы критического радиуса во внешнюю область, в которой тяготение слабее анти-тяготения. Замечательно, однако, что этот теоретический верхний предел размера группы практически совпадает с реальным наблюдаемым размером системы.

Что касается потока разбегания, то он целиком лежит на расстояниях $R > R_{ZG}$, где преобладает анти-тяготение (см. рис. 1). Это и есть ближайшая к нам область пространства, в которой динамический эффект анти-тяготения, создаваемого тёмной энергией, оказывается столь же сильным, как и у горизонта мира. Эту область ограничивают концентрические сферы с радиусами $R_{ZG} = 1,4$ и 3 Мпк.

3. Области анти-тяготения

В поисках других областей анти-тяготения мы обратились к "Каталогу близких галактик" Караченцева [14] и работам [11, 15–18]. В них содержатся данные о скоростях и расстояниях около 200 галактик на расстояниях до 7–8 Мпк, которые изучались в наблюдениях на HST в течение 200 орбитальных периодов инструмента. По этим данным одна из близких групп галактик лежит на расстоянии $4,0 \pm 0,4$ Мпк от центра Местной группы; она содержит гигантскую галактику Cen A и массивную галактику M 83. Группа заполняет вытянутый по форме объём с наибольшим поперечным размером около 4 Мпк. Вокруг неё наблюдается около 50 галактик-карликов,

для 21 из которых имеются высокоточные определения скоростей и расстояний относительно барицентра группы. В интервале расстояний 2–3 Мпк все скорости галактик положительны; наибольшее значение скорости в этом потоке разбегания достигает величины 250 км с⁻¹ на расстоянии около 3 Мпк.

Похожим образом устроены ещё две группы ближнего объёма. Одна из них содержит основные галактики M 81 и M 82 и заполняет объём с поперечником около 2 Мпк. Вне её наблюдается поток разбегания, для 22 галактик которого известны скорости и расстояния, измеренные на HST. Скорости потока (относительно центра группы) заключены в пределах от нуля до 220 км с⁻¹. Центр другой группы, носящей название Canes Venatici I cloud (CV Ic), лежит вблизи крупной спиральной галактики M 94 (NGC 4736) на расстоянии около 6 Мпк от Млечного Пути. Объём CV Ic имеет поперечник около 2 Мпк, и вне его имеется поток разбегания со скоростями от 10 до 200 км с⁻¹. Для всех четырёх рассмотренных систем группа – поток область анти-тяготения представляет собой сферический слой с внутренним радиусом $\simeq 1-2$ Мпк и внешним радиусом $\simeq 3-4$ Мпк [19–21].

Данные новых работ Караченцева и его сотрудников [22, 23] позволяют распространить поиски областей анти-тяготения от групп к скоплениям галактик. Два ближайших к нам скопления галактик в созвездиях Дева (Virgo) и Печь (Fornax) находятся на расстояниях около 20 Мпк. Вокруг этих скоплений обнаружены и описаны в [22, 23] потоки разбегания галактик в масштабе 10–25 Мпк. Скорости в потоках достигают 500–1500 км с⁻¹ в системе отсчёта, связанной с центром скопления. Применяя к системам скопление – поток модель, описанную в разделе 2, видим [24, 25], что потоки вокруг двух скоплений находятся на расстояниях, превышающих радиус нулевого тяготения для указанных скоплений ($R > R_{ZG}$), — это области преобладания анти-тяготения, которые представляют собой сферические слои, ограниченные внутренней сферой с радиусом $\simeq 7-10$ Мпк и внешней сферой с радиусом $\simeq 20-25$ Мпк.

Опираясь на пример шести близких систем группа/скопление – поток, мы можем предположить [25–28], что многие, если не все, группы и скопления галактик повсеместно в пространстве Вселенной имеют размеры, близкие к соответствующим значениям радиуса нулевого тяготения, и никогда не превосходят их. Вокруг групп и скоплений на расстояниях до 2–3 радиусов нулевого тяготения от их центров должны существовать области преобладания анти-тяготения (даже тогда, когда там не видно потоков разбегания).

4. Фазовый аттрактор

Обратимся снова к теоретической модели (см. раздел 2) и рассмотрим радиальные траектории пробных частиц типичного потока в поле сил, определяемых уравнениями (1), (2). Уравнение радиального движения отдельной частицы

$$\ddot{R} = F_N + F_E = -\frac{GM}{R^2} + \frac{8\pi}{3} G\rho_X R, \quad (5)$$

которое легко интегрируется, даёт закон сохранения механической энергии частицы

$$E = \frac{1}{2} \dot{R}^2 - \frac{GM}{R} - \frac{4\pi}{3} G\rho_X R^2, \quad (6)$$

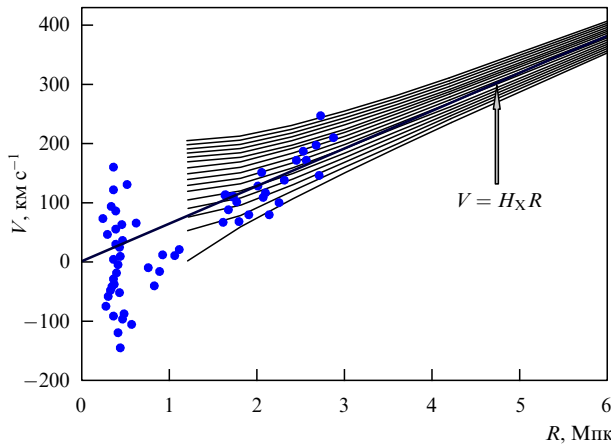


Рис. 2. Фазовые траектории местного потока и фазовый аттрактор.

где $E = \text{const}$ — полная механическая энергия частицы в расчёте на единицу её массы.

Уравнения (5), (6) справедливы в области потока ($R \geq R_{ZG}$), где доминирует тёмная энергия. Уравнение (6) определяет фазовые траектории разбегающихся частиц в пространстве скорость–расстояние. Из этого уравнения вытекает, что в пределе больших расстояний ($R \rightarrow \infty$) единственным динамическим фактором оказывается антигравитация тёмной энергии, так что в этом пределе фазовые траектории выходят на линейную зависимость скорости от расстояния, известную как закон Хаббла: $V = \dot{R} = H_X R$. Здесь

$$H_X = \left(\frac{8\pi}{3} G \rho_X \right)^{1/2} \quad (7)$$

есть постоянная величина, определяемая одной только локальной плотностью тёмной энергии. Если эта плотность ρ_X равна глобальному значению плотности тёмной энергии, то тогда $H_V = 60 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Прямая линия $V = H_X R$ в фазовом пространстве потока представляет собой динамический аттрактор: к нему стремятся при увеличении расстояния все возможные фазовые траектории частиц потока. Величина H_X — параметр аттрактора.

Как ложатся реальные галактики-карлики Местного потока на фазовые траектории теоретической модели? Ответ на этот вопрос можно получить из рис. 2, на котором траектории в пространстве скорость–расстояние построены в предположении, что масса Местной группы $M = 3 \times 10^{12} M_\odot$. Наблюдаемые галактики потока выделяют не слишком широкий пучок траекторий, который стягивается к линейному аттрактору. Параметр аттрактора определяется этим пучком траекторий: $H_X = 63 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Последняя величина отличается от глобального значения H_V не более чем на 5%.

Синтетическая фазовая диаграмма для четырёх потоков вокруг групп галактик показана на рис. 3 с использованием безразмерных переменных [29]: $x = R/R_{ZG}$, $y = V/V_V$, где $V_V = H_X R_{ZG}$. На рисунке 4 дана синтетическая диаграмма для всех шести описанных выше потоков. Замечательно, что потоки на рис. 2–4 выглядят почти одинаковыми и изображающие точки ложатся на один и тот же (практически) пучок фазовых траекторий, стягивающийся к аттрактору $y = x$. Это означает, что

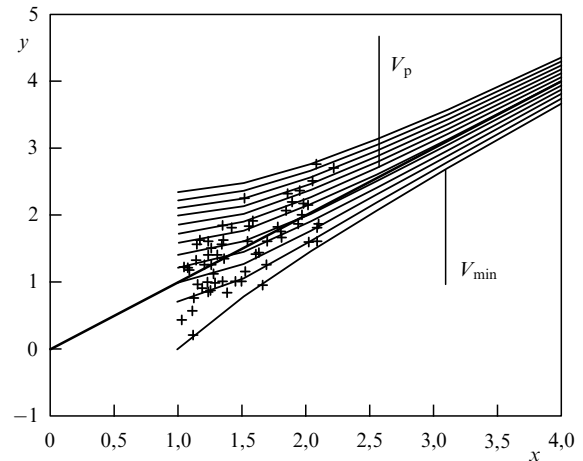


Рис. 3. Синтетическая диаграмма скорость–расстояние в безразмерных переменных для четырёх потоков разбегания вокруг близких групп галактик.

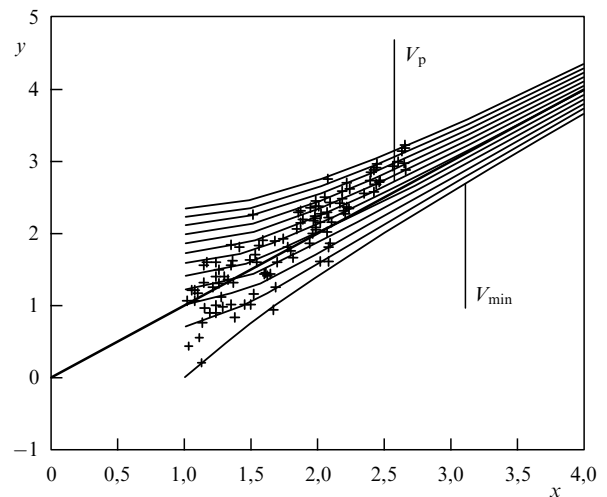


Рис. 4. Синтетическая диаграмма для шести близких потоков разбегания.

потоки имеют универсальный автомодельный характер [25] и их структура не зависит от физического пространственного масштаба, который для потоков вокруг групп и скоплений может различаться почти в 10 раз.

Параметр аттрактора H_X и радиус нулевого тяготения R_{ZG} позволяют представить ускорение частиц потока (см. уравнение (5)) в безразмерном виде:

$$Q(R) = \frac{\ddot{R}}{V_V H_X} = x - x^{-2}. \quad (8)$$

Параметр Q ускорения равен нулю при $x = 1$ и возрастает с увеличением расстояния до значения $Q = 2,9$ при $x = 3$ (наибольшее расстояние на эмпирических диаграммах); $Q = 1$ на промежуточном расстоянии $x = 1,5$. Как мы видим, локальные потоки разбегания галактик не просто ускоряются, но ускоряются с возрастающим ускорением. Параметр ускорения как функция безразмерного расстояния от центра одинаков для всех потоков. Это ещё раз указывает на универсальную автомодельную структуру потоков, ускоряемых тёмной энергией.

Существование аттрактора в фазовом пространстве потока позволяет использовать наблюдательные диаграммы скорость – расстояние для эмпирического определения локальной плотности тёмной энергии. Действительно, если из множества теоретически допустимых фазовых траекторий удаётся выделить пучок, на который наилучшим образом ложатся точки-частицы наблюдаемого потока, то по геометрии пучка можно определить фазовый аттрактор как проведённый из начала координат луч, к которому стремятся все траектории (см. рис. 2 и пояснение к нему). Из уравнения луча следует значение параметра аттрактора H_X , а значит, и величина локальной плотности тёмной энергии:

$$\rho_X = \frac{3H_X^2}{8\pi G}. \quad (9)$$

Для ближайшего к нам потока вокруг Местной группы имеем $H_X = 63 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ (см. выше); тогда из уравнения (9) находим, что локальная плотность тёмной энергии в ближнем объёме Вселенной практически равна глобальной величине ρ_V . Точность оценки с учётом всех возможных неопределённостей — 20–30%. Данные о других потоках (см. выше) приводят к тому же результату в пределах указанной точности.

Как мы видим, потоки вокруг групп и скоплений способны служить — и действительно служат — удобным инструментом, подаренным самой природой, для обнаружения тёмной энергии и измерения её локальной плотности в ближней Вселенной (см. также [29–31]).

5. Численные эксперименты

Вопрос о происхождении и эволюции групп галактик, окружённых потоками разбегания, поддаётся эффективному изучению на основе Λ CDM-модели в космологическом численном моделировании [32, 33], воспроизводящем формирование космических структур в ходе иерархического сгущивания первичных субгалактических объектов. В численных экспериментах [32] с использованием суперкомпьютеров CSC (Finnish IT Center for Science) решалась задача многих тел, с массой $10^6 M_\odot$ каждое, на фоне тёмной энергии в кубе с ребром 20 Мпк. На рисунке 5 показана результирующая синтетическая

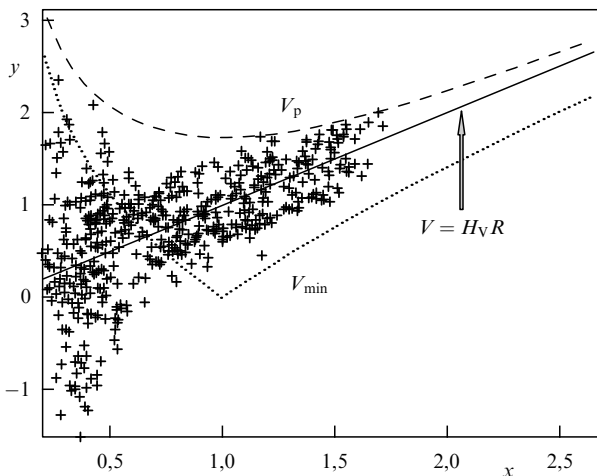


Рис. 5. Результаты компьютерного моделирования: синтетическая диаграмма для групп галактик и потоков разбегания вокруг них.

диаграмма скорость – расстояние (в безразмерных переменных) для групп галактик с массами $\sim 10^{12} M_\odot$.

На рисунке 5 чётко различаются область групп ($x < 1$) и область потоков ($x > 1$). В области потоков моделирующие точки ложатся, как оказывается, на довольно узкий пучок фазовых траекторий, ограниченный двумя характерными траекториями. Одна из них отвечает минимальной скорости потока и служит нижней границей потока на диаграмме:

$$V_{\min}(R) = H_X R(1 + 2x^{-3} - 3x^{-2})^{1/2}. \quad (10)$$

Эта траектория соответствует наименьшей энергии E_{esc} , необходимой для выхода частицы из гравитационной потенциальной ямы группы. Как известно, в системах без тёмной энергии минимальная энергия убегающей частицы равна нулю. Но в уравнении (9) учитывается как тяготение массы M , так и антитяготение тёмной энергии, заключённой в объёме группы ($R \leq R_{ZG}$). В результате пороговая энергия оказывается отрицательной:

$$E_{\text{esc}} = -\frac{3}{2} \frac{GM}{R_{ZG}} < 0. \quad (11)$$

Снижение пороговой энергии при наличии тёмной энергии облегчает условия "испарения" частиц из гравитационно связанной системы: сила антитяготения, направленная от центра системы наружу, стимулирует уход частиц за пределы критической поверхности радиусом $R = R_{ZG}$. С этим эффектом связан один из физических механизмов формирования наблюдаемых потоков [34–37].

Верхней границей пучка модельных траекторий служит траектория параболического движения, соответствующего нулевой механической энергии ($E = 0$):

$$V_p(R) = H_X R(1 + x^{-1/2}). \quad (12)$$

Сравнение рис. 5 с рис. 1–4 показывает, что как модельные, так и реальные потоки разбегания строго удовлетворяют теоретическому ограничению снизу (10) на скорость потока; большинство реальных траекторий и все модельные траектории не выходят за пределы характерной траектории (12).

Из формул (10), (12) видно, что обе ограничивающие траектории — как и вообще все траектории потока — притягиваются к аттрактору $V = H_X R$. Наилучшего согласия с эмпирическими диаграммами (см. рис. 1–4) результаты численного моделирования достигают в тех вариантах компьютерных расчётов, в которых локальная плотность тёмной энергии принимается равной (как в случае рис. 5) её глобальной плотности (так что $H_X = H_V$). Численный эксперимент служит, таким образом, подтверждением эмпирического "метода фазового аттрактора" (9), применяемого для определения локальной плотности тёмной энергии.

6. Потоки в ячейке однородности

Теория потоков, ускоряемых антитяготением тёмной энергии (см. раздел 2), может быть распространена на совокупность групп (или даже скоплений) галактик в различных пространственных масштабах, вплоть до размера космической ячейки однородности (300–1000 Мпк) [37–39]. Простой пример: две группы галак-

тик с массами M_1 и M_2 , разделённые расстоянием R , будут удаляться друг от друга с ускорением, если ньютоновская сила их взаимного притяжения $-G(M_1 + M_2)/R^2$ меньше по модулю расталкивающей их эйнштейновской силы $(8\pi/3)\rho_V R$. Это условие выполняется, когда

$$R > R_{ZG} = \left(\frac{3M_1 + M_2}{8\pi\rho_V} \right)^{1/3}. \quad (13)$$

Пусть группы имеют массы, например, $M_1 = M_2 = 3 \times 10^{12} M_\odot$. Тогда $R_{ZG} = 2$ Мпк. Ближайшие к нам группы находятся на расстояниях 3–4 Мпк от центра Местной группы, так что для любой пары, составленной из Местной группы и одной из ближайших групп, условие (13) будет выполнено. Это означает, что две группы на расстояниях 3–4 Мпк друг от друга не могут быть гравитационно связанными и их центры масс должны удаляться друг от друга с ускорением (безразмерным)

$$Q(R) = \frac{\ddot{R}}{V_H H_X} = x - x^{-2} \simeq 1 - 2. \quad (14)$$

Близкое по величине ускорение было найдено в разделе 4 для Местного потока галактик-карликов.

От двух групп можно перейти к триплетам, квартетам и ансамблям большей кратности. В этом случае критерий ускорения (13) можно представить в виде $\langle \rho_M \rangle < 2\rho_V$, где $\langle \rho_M \rangle = (3/4\pi R^3) M_{\text{tot}}$ — средняя плотность тёмной материи и барионов в сфере радиусом R , содержащей все системы данного ансамбля с их полной массой M_{tot} . В случае самых больших ансамблей, сравнимых по размеру с ячейкой однородности, $\langle \rho_M \rangle = 0,4\rho_V$. Здесь учтено, что в среднем по масштабам в 300 Мпк и более на тёмную материю и барионы приходится 28% полной энергии/массы мира, а остальное — это тёмная энергия. Для таких предельно больших масштабов условие ускорения выполняется с немалым запасом.

Астрономы-наблюдатели давно замечали, что потоки галактик в разных масштабах внутри ячейки однородности схожи между собой по кинематической структуре. По данным Сэндиджа и др. [40], полученным с помощью HST, потоки разбегания близко следуют закону Хаббла $V = H_S R$ с фактором $H_S = 64 \pm 6 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ в интервале масштабов 4–200 Мпк. Этот факт ещё недавно считался большой загадкой астрономии [40]. Однако присутствие доминирующей тёмной энергии ставит всё на свои места: антигравитация тёмной энергии управляет потоками практически на всех масштабах и стремится придать каждому из них универсальный характер, отвечающий общему для всех них фазовому аттрактору. Комментируя этот результат, А. Сэндидж с коллегами [41] замечают, что у такого подхода к проблеме "в настоящее время нет жизнеспособной альтернативы".

Соображение об универсальном фазовом аттракторе распространяется и на глобальное расширение Вселенной. Известно, что на больших временах космологическое расширение по хаббловскому закону $V = H(t) R$ выходит на асимптотику $H \rightarrow H_V$. Значит, в глобальном потоке имеется тот же аттрактор, что и в локальных потоках. Наблюдаемое состояние глобального потока не так далеко от асимптотического, если судить по современному значению [4] космологического фактора Хаббла $H_0 = 69 \pm 1 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, которое отличается от универсального параметра H_V всего на 15%.

Подобие глобального и локальных потоков подтверждается также значением параметра ускорения. Для глобального потока безразмерная величина

$$Q(t) = \frac{\ddot{a}}{V_V H_V} = \frac{1 + z_{ZG}}{1 + z} - \left(\frac{1 + z}{1 + z_{ZG}} \right)^{-2} \quad (15)$$

является функцией времени t или красного смещения z . Аналогом радиуса нулевого тяготения R_{ZG} здесь служит красное смещение $z_{ZG} = 0,7$, при котором космологическое расширение переходит от режима с замедлением к режиму с ускорением. Современное ($z = 0$) значение космологического параметра ускорения, $Q(z = 0) = 1,4$, близко к среднему значению параметра ускорения в локальных потоках (см. раздел 4).

7. Заключение

Основной результат наших исследований — обнаружение тёмной энергии в ближней Вселенной и оценка её локальной плотности по высокоточным наблюдательным данным.

Нами предсказаны и открыты (по тем же данным) локальные области космического пространства, в которых эйнштейновское антигравитация, создаваемое тёмной энергией, сильнее ньютоновского тяготения, создаваемого тёмной материей и барионами; ближайшая из таких областей находится на расстоянии 1–3 Мпк от Млечного Пути.

В областях антигравитации открыт и изучен новый тип космических движений — локальные потоки разбегания галактик, ускоряемые тёмной энергией.

Измеренная в этих областях локальная плотность тёмной энергии оказалась равной (в пределах ошибки определения) её глобальной плотности. Это новый независимый эмпирический аргумент в пользу эйнштейновского антигравитация как всемирного феномена — в том же смысле, в каком всемирным считается ньютоновское тяготение. С этим результатом несовместимы модифицированные теории тяготения, трактующие тёмную энергию как эффект, возможный на глобальных расстояниях и только на них.

Автор благодарен Дж.Дж. Бёрду, Г.С. Бисноватому-Когану, М.Ю. Валтонену, Л.М. Доможиловой, А.Е. Кантору, И.Д. Караченцеву, Д.И. Макарову, О.Г. Насоновой, П. Нурми, П. Теерикорпи, П. Хейнямяки за сотрудничество, а также Н.В. Емельянову, Ю.Н. Ефремову, А.В. Засову и А.М. Черепашку за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Riess A G et al. *Astron. J.* **116** 1009 (1998)
2. Perlmutter S et al. *Astrophys. J.* **517** 565 (1999)
3. Einstein A *Sitzungsber. Königl. Preuß. Akad. Wissenschaft.* 142 (1917)
4. Hinshaw G et al., arXiv:1212.5226
5. Глинер Э Б *ЖЭТФ* **49** 542 (1965) [Gliner E B *Sov. Phys. JETP* **22** 378 (1966)]
6. Глинер Э Б *ДАН СССР* **192** 771 (1970) [Gliner É B *Sov. Phys. Dokl.* **15** 559 (1970)]
7. Глинер Э Б, Дымникова И Г *Письма в Астрон. журн.* **1** (5) 7 (1975) [Gliner É B, Dymnikova I G *Sov. Astron. Lett.* **1** 93 (1975)]
8. Глинер Э Б *УФН* **172** 221 (2002) [Gliner E B *Phys. Usp.* **45** 213 (2002)]
9. Chernin A, Teerikorpi P, Baryshev Yu *Adv. Space Res.* **31** 459 (2003); astro-ph/0012021
10. Чернин А Д *УФН* **171** 1153 (2001) [Chernin A D *Phys. Usp.* **44** 1099 (2001)]

11. Karachentsev I D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **393** 1265 (2009)
12. Baryshev Yu V, Chernin A D, Teerikorpi P *Astron. Astrophys.* **378** 729 (2001)
13. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **415** 19 (2004)
14. Karachentsev I D *Astron. J.* **129** 178 (2005)
15. Karachentsev I D et al. *Astron. Astrophys.* **398** 479 (2003)
16. Караченцев И Д, Кашибадзе О Г *Astrofizika* **49** 5 (2006) [Karachentsev I D, Kashibadze O G *Astrophysics* **49** 3 (2006)]
17. Караченцев И Д, Караченцева В Е, Хухтмайер В К *Письма в Астрон. журн.* **33** 577 (2007) [Karachentsev I D, Karachentseva V E, Huchtmeier W K *Astron. Lett.* **33** 512 (2007)]
18. Karachentsev I D et al. *Astron. J.* **131** 1361 (2006)
19. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **467** 933 (2007)
20. Chernin A D et al. *Astrofizika* **50** 493 (2007) [*Astrophys.* **50** 405 (2007)]
21. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys. Trans.* **26** 275 (2007)
22. Karachentsev I D, Nasonova O G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** 1075 (2010)
23. Nasonova O G, de Freitas Pacheco J A, Karachentsev I D *Astron. Astrophys.* **532** 104 (2011)
24. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **520** 104 (2010)
25. Чернин А Д и др. *Астрон. журн.* **89** 723 (2012) [Chernin A D et al. *Astron. Rep.* **56** 653 (2012)]
26. Bisnovatyi-Kogan G S, Chernin A D *Astrophys. Space Sci.* **338** 337 (2012)
27. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **539** 4 (2012)
28. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **553** 101 (2013)
29. Teerikorpi P, Chernin A D *Astron. Astrophys.* **516** A93 (2010)
30. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **507** 1271 (2009)
31. Teerikorpi P et al. *Astron. Astrophys.* **483** 383 (2008)
32. Nurmi P, Heinämäki P, Teerikorpi P, Chernin A D *AIP Conf. Proc.* **1240** 419 (2010)
33. Byrd G G, Chernin A D, Teerikorpi P, Valtonen M *Paths to Dark Energy: Theory and Observation* (De Gruyter Studies in Mathematical Physics, 2) (Berlin: De Gruyter, 2012)
34. Byrd G et al. *Astron. J.* **107** 2055 (1994)
35. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **467** 933 (2007)
36. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **415** 19 (2004)
37. Chernin A D, Teerikorpi P, Baryshev Yu V *Astron. Astrophys.* **456** 13 (2006)
38. Teerikorpi P, Chernin A D, Baryshev Yu V *Astron. Astrophys.* **440** 791 (2005)
39. Караченцев И Д, Чернин А Д, Теерикорпи П *Астрофизика* **46** 491 (2003) [Karachentsev I D, Chernin A D, Teerikorpi P *Astrophysics* **46** 399 (2003)]
40. Sandage A *Astrophys. J.* **527** 479 (1999)
41. Sandage A et al. *Astrophys. J.* **653** 843 (2006)

PACS numbers: **04.70**. – s, 97.60.Lf, 98.62.Js
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307f.0747

Новый метод исследования сверхмассивных чёрных дыр, основанный на поляриметрических наблюдениях активных ядер галактик

Ю.Н. Гнедин

1. Введение

В настоящее время факт существования сверхмассивных чёрных дыр в центральных областях активных галактик считается общепризнанным. Вращающиеся сверхмассивные чёрные дыры являются мощными энергетиче-

скими машинами, ответственными за физические процессы, возникающие на гигантской шкале, порядка $10^{22} - 10^{25}$ см, в галактиках. Характерные явления, связанные с существованием сверхмассивных чёрных дыр, — это излучение области узких эмиссионных линий ($\sim 10^{20} - 10^{22}$ см), радиоизлучение компактной центральной области ($\sim 10^{18} - 10^{21}$ см), излучение области широких эмиссионных линий ($\sim 10^{18} - 10^{19}$ см), наличие области нетеплового излучения ($\sim 10^{15} - 10^{17}$ см) и области быстрой переменности рентгеновского излучения ($\sim 10^{13}$ см). Именно сверхмассивная чёрная дыра генерирует излучение во всех этих пространственных областях.

Активные галактические ядра (АГЯ), являющиеся такими сверхмассивными чёрными дырами, составляют довольно однородный класс космических объектов. Самые яркие из них имеют болометрическую светимость $L_{\text{bol}} > 10^{47}$ эрг с^{-1} , причём их массы могут достигать значения $\sim 10^{10} M_{\odot}$. У многих активных ядер галактик наблюдаются сильно коллимированные выбросы (джеты) вещества, движущегося с релятивистскими скоростями в направлении, перпендикулярном диску. Размеры джетов достигают нескольких десятков килопарсек, что превышает размеры галактик.

Существование чёрных дыр предсказывается общей теорией относительности Эйнштейна. По определению, чёрной дырой называется область, за пределы которой не может выйти никакой сигнал. Другими словами, вторая космическая скорость для чёрной дыры равна скорости света в вакууме. Граница такой области называется горизонтом событий R_{h} .

Характерный размер чёрной дыры определяется гравитационным радиусом

$$R_{\text{g}} = \frac{GM}{c^2},$$

где M — масса чёрной дыры, c — скорость света, G — гравитационная постоянная. Для невращающейся, или шварцшильдовской, чёрной дыры радиус горизонта событий $R_{\text{h}} = 2R_{\text{g}}$. Для вращающейся чёрной дыры

$$R_{\text{h}} = R_{\text{g}}(1 + \sqrt{1 - a^2}),$$

где a — безразмерный угловой момент вращения, обычно называемый спином, $-1 \leq a \leq 1$. Отрицательные значения спина соответствуют случаю, в котором направления собственного вращения чёрной дыры и кеплеровского вращения газа в аккреционном диске взаимно противоположны, что соответствует так называемому ретроградному вращению центральной чёрной дыры. Для вращающейся с максимальным удельным угловым моментом керровской чёрной дыры $R_{\text{h}} = R_{\text{g}}$. Радиус последней стабильной орбиты, внутри которой материя захватывается чёрной дырой, зависит от углового момента чёрной дыры, уменьшаясь для вращающихся чёрных дыр. Для шварцшильдовской чёрной дыры $R_{\text{st}} = 6R_{\text{g}}$, для вращающейся с максимальной угловой скоростью устойчивой керровской чёрной дыры со спином $a_* = 0,998$ радиус последней устойчивой орбиты $R_{\text{h}} = 1,22R_{\text{g}}$.

Активность галактических ядер объясняется аккрецией вещества на центральную сверхмассивную чёрную дыру. Последовательная теория аккреционных течений развивается с 1940–1950-х годов. Особого расцвета она

Ю.Н. Гнедин. Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: gnedin@gao.spb.ru