

та к гравитарам, какими, кстати, могут оказаться дозвездные или протогалактические образования.

Заметим в этой связи, что гравитары с массами порядка галактической ( $10^{11} M_{\odot}$ ), согласно (9—10), имеют размеры порядка  $10^{12}$  км  $\approx 0,1$  парсек, а при массе, равной массе Мегалактики ( $10^{66}$  г) — как раз размеры «видимой» части Вселенной ( $10^{10}$  пс).

#### Литература

1. В. А. Амбарцумян, сб. Проблемы современной космогонии, М., Наука, 1972
2. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 4, 567, 1968; 5, 555, 1969.
3. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, М., Наука, 1972.

М. А. МНАЦАКАНЯН

### МОДЕЛИ ГРАВИТАРОВ

1. Развитие естествознания происходит так, что уже установленные на некотором его этапе физические законы на следующем этапе — с расширением области их приложений, оказываются неадекватными и нуждаются в дальнейших уточнениях и обобщениях. При этом старая формулировка закона представляется предельной, приближенной формой нового. На этом пути была создана, например, теория относительности, преобразованная в частности, и классическую теорию тяготения. Релятивистская теория Эйнштейна фактически распространила ньютоновскую на область сильных гравитационных полей, обуславливающих движения со скоростями, сравнимыми со скоростью света (с).

Наблюдательная астрофизика предоставляет широкие возможности проверки справедливости многих физических законов, устоявшихся в «земных» условиях, на «космические» масштабы, таящие самые неожиданные и качественно новые экспериментальные факты. Наблюдательные подтверждения эффектов общей теории относительности — смещения перигелия орбиты планет (Меркурия), отклонения луча света в гравитационном поле и гравитационного красного смещения, могут служить наглядными примерами сказанного. В качестве других примеров такого рода можно назвать белые карлики и предсказанные теоретически нейтронные звезды. Гипотетические «черные дыры» и процесс коллапса массивных звезд являются примерами теоретических предсказаний, не нашедших до сих пор фактического подтверждения.

С другой стороны, в астрофизике уже сейчас имеются наблюдательные факты, не допускающие пока непротиворечивого теоретического объяснения в рамках существующих законов физики. В первую очередь, к ним можно отнести свидетельства о наличии во Вселенной массивных сверхплотных образований, заложивших основу *космогонической концепции В. А. Амбарцумяна*. Имеются веские доводы в пользу того, что существуют, например, компактные «дозвездные» образования с массами, в сотни раз превосходящими солнечную, внутри объемов, намного меньших солнечного, или, скажем, «протогалактики», содержащие до сотен миллиардов солнечных масс, с размерами в несколько парсек ( $\sim 10^{13}$  км). Главная сторона утверждения космогонической концепции В. А. Амбарцумяна, однако, заключается в том, что такие объекты могут существовать в *статическом* состоянии в течение времен, сравнимых с возрастом Вселенной ( $\sim 10^9$  лет).

Концепция Амбарцумяна вступает в разительное *противоречие* с существующей теорией тяготения, согласно которой объекты с массами, превышающими всего несколько масс Солнца, подвержены неизбежному коллапсу—безудержному сжатию, длящегося чрезвычайно короткие времена. Процесс коллапса сопровождается безвозвратным самозамыканием тела внутри своей гравитационной сферы и образованием черной дыры, представляющей собой, образно выражаясь, гравитационную «могилу» звезды.

Более того, в рамках теории тяготения Эйнштейна в принципе исключена возможность существования в равновесном состоянии тел, заключенных внутри гравитационной сферы, безоточной черной дыры представляется весьма беспрецедентным и не подда-

ется «трезвому» восприятию.

Хотя и поиски по обнаружению черных дыр представляются чрезвычайно заманчивыми, но, несмотря на все усилия, до сих пор они не увенчались успехом. В то же время космогоническая концепция Амбарцумяна продолжает подкрепляться все новыми аргументами наблюдательного происхождения.

В результате такой противоречивой ситуации, возникшей в современной астрофизике, возможный выход намечается на пути *обобщения* теории тяготения, допускающем определенные нарушения установленных физических положений—естественно, в разумных пределах. В условиях, о которых шла речь выше, в раче-мечанпо В. А. Амбарцумяна, «у нас нет и не может быть никакой гарантии, что известные законы физики соблюдаются» [1].

В качестве одного такого возможного направления может служить обобщение теории гравитации в предположении о том, что фундаментальная гравитационная постоянная (постоянная всемирного тяготения) на самом деле *не является постоянной*, а может заметно изменяться в условиях сверхсильных гравитационных полей, скажем, в областях порядка гравитационного радиуса тела (для Солнца  $\approx 3$  км, для Земли  $\approx 1$  см). Нет ничего предосудительного в таком допущении, поскольку на деле мы не имеем никаких сведений о значении гравитационной постоянной в таких эмпирически неизученных и непривычных для нас условиях. Кстати говоря, те же черные дыры или явление коллапса также могут рассматриваться как подобного рода нарушения наших «привычных» представлений.

Если бы оказалось, что гравитационная постоянная в областях сильных полей значительно отклоняется от истинного значения, и если бы, например, она убывала с ростом степени концентрации материи, то есть, происходила бы своего рода «экранировка» гравитационного притяжения, то это сыграло бы в пользу возможности существования массивных и компактных статических объектов.

Действительно, процесс коллапса есть следствие физической неустойчивости, когда силы внутреннего давления вещества не в состоянии противостоять силам гравитационного притяжения от-

дельных частей тела. Уменьшение же гравитационного притяжения могло бы привести к частичному ослаблению сжимающих сил и возможно равновесно значительно больших масс. В результате, само явление коллапса или понятие черной дыры могло бы быть даже устранено.

В этой связи уместно заметить, что наблюдаемая часть Вселенной—так называемая астрономическая Вселенная, имеет размеры одного порядка с гравитационным радиусом для заключенной внутри нее массы, так что вполне возможно, что мы находимся в условиях, отвечающих условиям внутри черной дыры, однако, без серьезных на это «намеков» со стороны окружающего нас реального мира.

2. Возможность использования идеи о переменности гравитационной постоянной с целью построения теоретических моделей массивных статических конфигураций была предложена Г. С. Саакяном и реализована им в совместных работах с М. А. Мнацаканяном. Сама идея переменности гравитационной постоянной восходит к П. Дираку, высказавшему в 1937 г. мысль об уменьшении гравитационной постоянной со временем («дрожжащая» гравитация). Эта идея позднее была поддержана П. Йорданом, развившим так называемую обобщенную теорию гравитации—основанную на том, что гравитационная «постоянная»  $k$  (именуемая в дальнейшем *гравитационным скаляром*) является в общерелятивистском случае функцией пространственно-временных координат, то есть должна меняться как со временем, так и в зависимости от распределения масс.

Теория Йордана была создана и развивалась только ради связанной с ней космологии и, надо заметить, не нашла должного признания. Кстати, ее целью было создание модели пестяционной Вселенной, что неизбежно связано с рождением вещества. Так что, в теории Йордана изначально было заложено нарушение одного из незыблемых основ естествознания—закона сохранения энергии, за что эта теория и была в свое время подвергнута справедливой критике с позиций диалектического материализма.

Позднее, фактически эта же теория была развита Р. Дикке и К. Брансом, также преследующими цели космологического характера. В частности, они связывали идею переменности гравитационной постоянной с принципом Маха. Однако во всех этих исследованиях собственно космогонические аспекты обобщенной теории гравитации оставались вне внимания, до появления упомянутых работ Г. С. Саакяна и М. А. Мнацаканяна.

Отличительной особенностью исследования последних авторов являлось то, что они разработали такой вариант обобщенной теории, в которой *законы сохранения справедливы* в том же виде, что и в общей теории относительности. Для достижения этой цели теория строилась в общем случае произвольного значения некоего дополнительного параметра  $\eta$  и из анализа зависимости от этого параметра решений уравнений поля было установлено значение

$\eta = -1$ , отвечающее законам сохранения. Вариант теории, развитый Йорданом, соответствовал значению  $\eta = 1$ . Кстати, как выяснилось, в этом варианте имело место даже грубое нарушение размерности исходного выражения для действия.

Нужно сказать, что в пользу такого выбора  $\eta = -1$  косвенным образом свидетельствуют и некоторые наблюдательные данные, приводящие одновременно к тому выводу, что в течение достаточно большого промежутка времени постоянная тонкой структуры заметно не изменялась, что, в свою очередь, означает постоянство гравитационной постоянной во времени. Имеются и другие экспериментальные факты, скорее, подтверждающие неизменность гравитационной постоянной со временем. Надо однако подчеркнуть, что это вовсе не означает, что гравитационная постоянная может зависеть от распределения масс, а посредством этой зависимости и невязно от времени, если распределение масс во Вселенной меняется со временем. Речь идет только об исключении возможности явной зависимости от времени в космологическом смысле. Так что исследование космогонического характера продолжают сохранять свою ценность и построение моделей статических конфигураций по обобщенной теории гравитации представляет определенный интерес.

Ниже приводится краткий обзор важнейших результатов исследования моделей статических конфигураций по обобщенной теории гравитации, приведенного в работах Г. С. Саакяна и М. Саакяна [3]. Ссылки на оригинальные работы, выполненные по этой теме, можно найти в списках литературы в [2, 3].

3. Вывод уравнений поля релятивистской обобщенной теории гравитации проводится с помощью стандартного лагранжева формализма—вариационного принципа для действия, учитывающего переменность гравитационного скаляра  $k$  посредством дополнительного члена в лагранжиане, содержащего безразмерный параметр  $\xi$  новой теории. В роли *малого параметра* обобщенной теории выступает величина  $1/\xi$ , так что при  $1/\xi \rightarrow 0$ , или  $|\xi| \rightarrow \infty$ , новая теория автоматически переходит в релятивистскую теорию гравитации Эйнштейна. Соответственно, уравнения поля при  $|\xi| \rightarrow \infty$  и при подстановке  $k = \text{const}$  переходят в уравнения Эйнштейна.

Выбор численного значения параметра  $\xi$  должен производиться так, чтобы новая теория не вступала в количественные противоречия с упомянутыми в начале заметки эффектами общей теории относительности, подтвержденными экспериментально, то есть, расхождения их с соответствующими эффектами новой теории не выходили за допустимые пределы погрешностей эксперимента. Для этого величина  $\xi$  должна быть достаточно большой и, как показывает специальный анализ, должно соблюдаться ограничительное условие

$$|\xi| \approx 30. \quad (1)$$

Что касается знака  $\xi$ , то простые соображения подсказывают, что если один из них (отрицательные  $\xi$ ) приводит к уменьшению гравитационного скаляра в окрестности центра распределения масс, то другой (положительные  $\xi$ )—наоборот, к увеличению гравитационного скаляра. Для наших целей—построения моделей массивных статических объектов, естественно, предпочтительней первый вариант—отрицательного  $\xi < 0$ . Но независимо от этого, второй вариант должен быть отвергнут по другим соображениям: как показывают численные расчеты, при  $\xi > 0$  наблюдается расходимость гравитационного скаляра  $k(r)$  на некотором конечном расстоянии от центра во внутренних решениях статических конфигураций.

Обратимся теперь к анализу решений уравнений обобщенной теории гравитации для центрально-симметричного распределения вещества. Вне его решения определяются решением в пустоте для точечной массы. Фактически, это решение найдено в аналитическом виде О. Гекманом. На больших расстояниях от центра оно асимптотически переходит в решение Шварцшильда более частных уравнений эйнштейновской теории.

Как известно, решение Шварцшильда обладает *сингулярностью*, обусловленной расходимостью метрики на расстоянии, равном *гравитационному радиусу* данной массы  $M$ :

$$r_g = \frac{2kM}{c^2}. \quad (2)$$

Именно наличием такой сингулярности во внешнем решении объясняется невозможность построения моделей с радиусами, меньшими  $r_g$ .

Как показывает анализ внешнего решения Гекмана, оно не имеет аналогичной сингулярности. Это чрезвычайно существенное обстоятельство как раз и позволяет априори надеяться на возможность построения статических конфигураций с размерами, меньшими гравитационного радиуса (мы продолжаем сохранять такое название за величиной  $r_g$ , определяемой формулой (2), хотя ей сингулярность уже не свойственна).

Интересно поведение гравитационного скаляра  $k(r)$  в решении Гекмана. Он является возрастающей функцией; расстояния от центра, стремящейся на бесконечность к ньютоновскому значению  $k_0$ , причем, заметное отличие от последнего имеет место в центральной области с размерами порядка гравитационного радиуса  $r_g$ . Примерное поведение  $k(r)$  внутри этой области описывается убывающей к центру функцией типа

$$k(r) = (r/r_g)^{4/3}. \quad (3)$$

Вне этого расстояния  $r_g$ , как и следовало ожидать, при стремлении к нулю малого параметра  $1/\xi$  обобщенной теории в предделе мы получаем обычное поведение  $k(r) \equiv k_0$ . Однако внутри гравитационной сферы поведение  $k(r)$  продолжает подчиняться закону (3), почти не зависящему от  $\xi$  (при больших  $\xi$ ).

Что касается решений для других величин, определяющих

метрику гравитационного поля, то и все они при  $|\xi| \rightarrow \infty$  переходят в соответствующие решения общей теории относительности вне области  $r_g$ , однако *внутри* нее такой предельный переход не *приобит* к характерным представлениям общей теории относительности. Такое нарушение принципа соответствия представляется весьма любопытным с точки зрения возможной, отличной от общепринятой, интерпретации условий в «черных дырах».

Что же касается внутренних решений, то они должны находиться с привлечением дополнительного уравнения состояния вещества. Эти решения должны быть «сшиты» на поверхности тела со внешними решениями. Можно думать, однако, что внутренние решения не будут сильно зависеть от типа уравнения состояния и, вообще, качества будут повторять характерное поведение внешнего решения на тех же расстояниях.

Отсюда следует, что в рамках обобщенной теории гравитации те модели, радиусы которых превышают значение гравитационного радиуса  $r_g$ , будут обладать массами, близкими к массам соответствующих моделей теории гравитации Эйнштейна. Как известно, согласно последней, эти массы составляют не более нескольких масс Солнца ( $M_\odot$ ). Такова же, кстати, оценка С. Чапдрасекара для предельной массы звезд. Оценка верхнего предела статической массы зависит от уравнения состояния вещества, но во всех случаях не превышает, скажем, величины

$$M_* \approx 5M_\odot. \quad (4)$$

Наоборот, если в обобщенной теории допустимы модели с радиусами, *меньшими*  $r_g$ , то для них следует ожидать больших значений массы, поскольку внутри всей такой конфигурации гравитационный скаляр  $k(r)$  значительно меньше обычного значения  $k_0$ . Напомним, что аналогичные статические модели в общей теории относительности недопустимы.

4. Мы вплотную подошли к вопросу о том, по какому определяющему параметру, характеризующему статические модели, происходит расхождение эйнштейновской и обобщенной теорий гравитации. Это—отношение радиуса тела  $R$  к его гравитационному радиусу.

Перейдем для удобства к системе единиц, в которой

$$c = k_0 = 1. \quad (5)$$

Тогда гравитационный радиус тела массы  $M$  будет равен

$$r_g = 2M. \quad (6)$$

Введем понятие *компактности* сферического тела

$$w = \frac{M}{R}. \quad (7)$$

Согласно общей теории относительности, возможны только такие статические модели, для которых

$$w < 1/2. \quad (8)$$

Примером наиболее компактных тел служит модель нейтронной звезды или звезды, состоящей из реального газа барионов. Для них масса примерно равна  $M_\odot$ . Радиусы составляют  $\approx 6$  км, а значение компактности достигает  $w \approx 0,3$ .

В отличие от эйнштейновской теории, в обобщенной теории гравитации возможны статические модели с произвольными значениями компактности,  $0 < w < \infty$ . При значениях  $w \lesssim 0,3$  параметры этих моделей почти не отличаются от эйнштейновских; заметное расхождение между ними имеется в области  $0,3 < w < 0,5$ , а при  $w > 0,5$  мы получаем модели, массы которых существенно превышают солнечную и с ростом компактности могут принимать *свою угодно большие* значения.

Таким образом, понятию черной дыры в общей теории относительности может быть *противопоставлено* представление о сверхмассивных и компактных, в смысле определения (7), образованиях со значениями компактности

$$w = \frac{M}{R} \gg \frac{1}{2}. \quad (9)$$

Последние мы называем *гравитарами*, подчеркивая этим, что своим происхождением они обязаны идее переменности гравитационной постоянной.

В ряде работ Г. С. Саакяна и М. А. Мнацакяна были рассмотрены модели конфигураций по обобщенной теории гравитации при различных уравнениях состояния вещества. Ниже мы опишем характеристики таких моделей, состоящих из реального барионного газа.

Как показывает качественный анализ уравнений, при больших значениях  $|\xi|$ , например, требуемых условием (1), массы гравитаров для всех значений (9) компактности  $w$  определяются величиной типа

$$M = (2w)^{-\frac{4}{3}}. \quad (10)$$

Мы определяем массы в величинах  $M_*$  (4). Радиусы соответствующих конфигураций определяются из (9) в единицах  $\approx 14$  км. Число барионов, содержащихся в гравитарах, измеренное в величинах  $\approx 2 \cdot 10^{58}$ , также задается правой частью выражения (10).

На поверхности гравитара значение гравитационного скаляра равно

$$k(R) = (2w)^{-\frac{4}{3}}, \quad (11)$$

а компоненты метрического тензора, определяющего квадрат четырехмерного интервала,

$$e^{\lambda(R)} = e^{\nu(R)} = (2w)^{\frac{8}{3}c} \quad (12)$$

чрезвычайно малы.

Давление в центре всех гравитаров в единицах  $6,5 \cdot 10^{36}$  *дин/см<sup>2</sup>* равно

$$P(0) = \sqrt{2|\xi|} \quad (13)$$

и почти не зависит от величины компактности  $w$ . В эйнштейновской же теории при стремлении  $w \rightarrow \frac{1}{2}$  центральное давление неограниченно возрастает.

Значение  $w = \frac{1}{2}$  отвечает, согласно (9—13), модели с параметрами

$$M = 5M_{\odot}, \quad R = 14 \text{ км}, \quad P(0) = 7, \quad k(R) = 1, \quad N = 2 \cdot 10^{58},$$

которая, если быть не очень строгим, может служить в качестве предельной, допустимой в теории гравитации Эйнштейна. Эта предельная конфигурация служит как бы точкой разветвления эйнштейновской и обобщенной теорий, когда соответствующие параметры конфигураций начинают существенно расходиться между собой. С уменьшением компактности  $w$  от значения  $1/2$  происходит очень быстрый переход всех параметров к параметрам эйнштейновской теории.

Обычно в качестве определяющего параметра для описания характеристик статических моделей используется центральное давление  $P(0)$ . Если рассматривать, например, зависимость массы (или радиуса) от центрального давления в обобщенной теории гравитации, то будем иметь следующую своеобразную картину. Начиная с малых давлений, с его ростом масса конфигурации растет, достигая некоторого насыщения  $\approx M_{\odot}$  при значениях  $P(0)$ , приближающихся к (13). Затем масса начинает резко возрастать и при максимальном значении  $P_{\text{max}}(0) = \sqrt{2|\xi|}$  асимптотически стремится к бесконечности. В то время, как в эйнштейновской теории насыщения давления не происходит — наоборот, остается ограниченной масса при неограниченном росте центрального давления.

С увеличением параметра  $|\xi|$  это максимальное значение центрального давления растет, в результате, область значений давления, где происходит насыщение массы, расширяется. В пределе  $|\xi| \rightarrow \infty$ , отвечающем переходу к эйнштейновской теории, точка разветвления, в которой начинают существенно расходиться между собой параметры моделей по эйнштейновской и обобщенной теориям, удаляется в бесконечность, и все соответствующие параметры конфигураций в обеих теориях полностью совпадают — во всей бесконечной области значений центрального давления. На-

оборот, при уменьшении  $|\xi|$  эта точка разветвления передвигается в сторону малых давлений. Например, при  $\xi = 0$ , как показывают расчеты Г. А. Арутюнян, она отвечает значению  $P(0) \approx 0,1$ .

Ограниченность центрального давления у гравитаров является следствием ослабления гравитационной постоянной с ростом компактности конфигурации, когда давление, обусловленное гравитационным взаимодействием, достигает насыщения, достаточного чтобы уравновеситься конечным значением внутреннего давления вещества.

Как видим, и с точки зрения однопараметрического описания семейства статических моделей удобно в качестве определяющего параметра принять компактность конфигурации. Тем более, что величина последней определяет применимость того или иного приближения теории гравитации. Именно, при малых  $w \lesssim 0,01$  справедлива нерелятивистская (ньютоновская) теория гравитации, так как при этом, легко видеть, гравитационный потенциал  $\Phi$  мал и выполняется условие  $\Phi/c^2 \ll 1$  нерелятивистского приближения. При больших значениях, начиная с  $w \approx 0,01$  сказываются релятивистские эффекты и справедливо приближение эйнштейновской теории, а при  $w \approx 0,3$  существенными становятся эффекты ослабления гравитационного взаимодействия (гравитационной постоянной).

Следует заметить, что величиной компактности конфигурации однозначно определяются и другие важные характеристики конфигураций, например, значения первой и второй космических скоростей; она же входит в выражение для теоремы вириала. Теперь мы видим, что компактностью определяется еще то представление о «сверхплотном» состоянии вещества, о котором идет речь в космогонической концепции Амбарцумяна.

Возвращаясь к характеристикам гравитаров, заметим, что они обладают чрезвычайно большими дефектами массы

$$\Delta M = (2w)^{-\frac{8}{3}} \quad (14)$$

а также вызывают чрезвычайно большое гравитационное красное смещение

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = e^{\nu(R)/2} - 1 \approx -1. \quad (15)$$

Будучи сверхкомпактными объектами, гравитары вызывают также эффекты сильного отклонения траектории излучаемого ими же света. Вследствие этого удаленному наблюдателю гравитары могут представиться намного *увеличенными* в своих размерах и поэтому их «наблюдаемая» компактность может оказаться даже ничтожно малой и ничуть не соответствующей *истинной* компактности этих тел. Этот факт должен призывать к осторожности в выводах о принадлежности того или иного наблюдаемого объек-