Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2010. Выпуск 9. С. 53-70

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА И АСТРОФИЗИКА

УДК 521.1

О НАРУШЕНИИ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ГРАВИТАЦИОННЫХ ПОЛЯХ

В. М. Самсонов, Е. К. Петров

Тверской государственный университет
кафедра теоретической физики

На основе рассмотрения перемещения пробной частицы показано, что закон сохранения энергии в гравитационном поле не выполняется. Получена формула для количественной оценки отклонения от закона сохранения энергии, которое является существенным только в сильных гравитационных полях, а в гравитационном поле Земли составляет 10^{-7}%. Показано, что произведение энергии частицы (тела) на период колебаний, связанных с ней часов, является адиабатическим инвариантом.

Ключевые слова: *энергия, время, законы сохранения, гравитация, адиабатический инвариант, темная материя, темная энергия*

Введение. Ньютоновский подход к тяготению нашел свое воплощение в законе всемирного тяготения. В свою очередь, геометрическая интерпретация специальной теории относительности, предложенная Г. Минковским, и геометрические идеи в теории тяготения нашли свое логическое завершение в создании А. Эйнштейном общей теории относительности (ОТО), одной из наиболее выдающихся и красивых физических теорий. В основе этой теории – идея об искривлении пространства-времени [1]. Эта идея нашла дальнейшее развитие в целом ряде альтернативных теорий гравитации [2].

Одним из основных законов классической ньютоновской механики, даже более фундаментальным, чем закон всемирного тяготения, является закон сохранения энергии: полная механическая энергия тела, т.е сумма его кинетической энергии и потенциальной энергии, в том числе энергии в поле тяготения, сохраняется. На первый взгляд, можно было бы ожидать, что общая теория относительности (ОТО) будет являться обобщением классической механики и ньютоновского закона тяготения. Однако на самом деле ОТО даже в принципе не может обобщить закон сохранения энергии и дать его новую и более общую формулировку. Трудности возникают вследствие того, что в полную энергию следовало бы включить не только потенциальную энергию взаимодействия тел, но и энергию самого гравитационного поля. Но вычислить энергию гравитационного поля,

Научная библиотека ТвГУ

когда имеются тела, движущиеся в искривленном их собственным тяготением пространстве-времени, затруднительно, причем это трудности не математического, а методологического характера, обусловленные тем, что в ОТО гравитационное поле не рассматривается в качестве материи и сводится к искривлению четырехмерного пространства-времени. Таким образом, пришлось бы вводить вклад в энергию, определяющейся степенью деформации пространства-времени.

Все эти трудности отражают некоторые принципиальные недостатки современных представлений о тяготении. Эти трудности приводят, в частности, к тому, что при наличии гравитации энергия не определяется однозначно, а, следовательно, нет уверенности в том, что будет выполняться закон сохранения энергии. Действительно, в соответствии с теоремой Нетер [3], все законы сохранения являются отражением той или иной симметрии в природе: закон сохранения импульса – следствием однородности пространства, закон сохранения момента импульса – следствием изотропности пространства, а закон сохранения энергии – следствием однородности времени, т.е. равноправия всех моментов времени. В гравитационном поле однородность времени нарушается, а, следовательно, в общем случае не выполняется и закон сохранения энергии. Достаточно элементарно обосновывается, что закон сохранения энергии не будет выполняться в том случае, когда энергия E явно зависит от времени t, т.е $\partial E/\partial t \neq 0$ [4]. Однако, как будет показано в данной работе, гравитационное поле всегда приводит к нарушению закона сохранения энергии, т.е. даже в стационарном случае, когда $\partial E/\partial t = 0$. Только в слабых полях, в том числе в масштабах солнечной системы, эффект нарушения закона нарушения закона сохранения энергии является пренебрежимо малым, но в сильных гравитационных полях он может играть определяющую роль.

Признание теоремы Нетер лишает закон сохранения энергии статуса абсолютной универсальности, поскольку он основывается на концепции абсолютно однородного времени. Как отмечается в популярной, но профессионально написанной книге [5] А. Д. Чернина, крушение закона сохранения энергии оставляет равнодушными далеко не всех, и некоторые теоретики переживают этот факт столь остро, что даже решаются на возврат к абсолютному времени или, вернее, к абсолютному пространству-времени специальной теории относительности. Но, несмотря на все отмеченные выше «страсти» по закону сохранения энергии и его нарушению, конкретные количественные оценки степени отклонения от этого закона при наличии гравитационного поля, очевидно, не проводились. Решение этой проблемы является одной из целей данной работы.

Научная библиотека ТвГУ

В настоящее время математический (геометрический) подход к тяготению явно доминирует, что привело, в частности, к концепции червеобразных черных дыр и другими подобными концепциям не менее фантастического характера, весьма далеким от физики. Вместе с тем, как будет показано ниже, многие результаты, полученные в рамках ОТО и без ее использования, до сих пор не осмыслены в полной мере. И сделать это в рамках чисто геометрического подхода к тяготению затруднительно. Мы полагаем, что в значительной степени указанные трудности могут быть преодолены в рамках подхода, который мы предлагаем назвать квазиклассическим и который отвечает развитию классической теории тяготения с учетом основных результатов специальной теории относительности.

Разумеется, основы квазиклассического подхода уже были заложены ранее. В частности, его появление связано с именем Е. А. Милна [6] и методологическими дебатами 30-х–40-х гг. в космологии. Этот подход характерен и для изложения теории гравитационного поля в известном курсе теоретической физики Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [1]. Разумеется, в данном случае речь идет о другом аспекте квазиклассического подхода, не связанном, в отличие от Е. А. Милна, с серьезной критикой ОТО. Имеется в виду, что в [1] особое внимание уделено выводу ряда важных соотношений на основе базовых физических принципов без использования уравнений Эйнштейна для тензора кривизны. Это придает таким соотношениям более общий, более обоснованный и более прозрачный характер. К числу таких соотношений относится, в частности, формула

$$\varepsilon = m_\infty c^2 \sqrt{g_{00}} \tag{1}$$

для энергии ε пробной частицы в точке, характеризующейся значением g_{00} соответствующей компоненты метрического тензора. Здесь c – скорость света в вакууме,

$$m_\infty = \frac{m_0^{(0)}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \tag{2}$$

где m_∞ – масса, которую имела бы частица с той же скоростью v, но на бесконечном удалении от источников гравитационного поля, $m_0^{(0)}$ – масса покоя. Отметим, что мы знакомы с работами Л. Б. Окуня, в том числе с работой [7], в которых он на протяжении последних 20 лет пытается изгнать понятие релятивистской массы из физики. Мы не разделяем его току зрения, что, однако, не является принципиальным для последующего рассмотрения. Нижний индекс «∞» в формуле (2) введен нами, поскольку $\varepsilon_\infty = m_\infty c^2 = \varepsilon / g_{00}$, т.е. ε_∞ отвечает энергии

Научная библиотека ТвГУ

частицы на бесконечном удалении от гравитирующих тел, где $g_{00}=1$, а гравитационный потенциал φ равен нулю. В [1] подчеркивается, что энергия ε относится к локальной системе отсчета, в которой частица имеет скорость v. Если локальную систему отсчета связать с самим телом, имеющим энергию покоя ε_0, то формула (1) перепишется в виде

$$\varepsilon_0 = m_0^{(0)} c^2 \sqrt{g_{00}} \tag{3}$$

Основной целью данной работы является рассмотрение проблемы нарушения закона сохранения энергии в гравитационных полях на основе анализа соотношений (1) и (3) для энергии пробной частицы. Кроме того, будет проанализирована энергия взаимосвязи энергии времени.

Анализ релятивистского выражения для энергии пробной частицы в гравитационном поле. Формула (1) относится к частному, но важному случаю стационарного гравитационного поля. Кроме того, эта формула предполагает, что пробная масса $m_0^{(0)}$ достаточно мала и, соответственно, не искажает исходное гравитационное поле. В этих допущениях поставленная нами задача может быть доведена до конкретных результатов и численных оценок.

Далее, по определению, будем считать, что энергию ε можно разложить на составляющие. Потенциальной энергией назовем, как обычно, энергию, определяемую положением тела в пространстве. Иными словами, к потенциальной энергии отнесем полную энергию ε за вычетом кинетической энергии частицы и ее энергии покоя. Однако в релятивистском случае (имеется в виду случай больших скоростей) член $m_\infty c^2$ включает и кинетическую энергию, и энергию покоя $m_0^{(0)} c^2$. Соответственно, уместно определить потенциальную энергию u пробной частицы в гравитационном поле соотношением

$$u = \varepsilon - m_\infty c^2 \tag{4}$$

С учетом (1) имеем:

$$u = m_\infty c^2 (\sqrt{g_{00}} - 1) \tag{5}$$

Из последнего соотношения видно, что в пределах справедливости соотношения (1) потенциальная энергия u представлена произведением множителя величиной m_∞ на множитель $c^2(\sqrt{g_{00}} - 1)$, который зависит лишь от положения тела в пространстве. Следовательно, в рамках представления (1) можно ввести в

Научная библиотека ТвГУ

рассмотрение обобщенный скалярный гравитационный потенциал φ, определив его соотношением

$$\varphi = \frac{u}{m_\infty} = c^2(\sqrt{g_{00}} - 1) \tag{6}$$

Соотношение (6) позволяет выразить через φ компоненту метрического тензора g_{00}:

$$g_{00} = \left(1 + \frac{\varphi}{c^2}\right)^2 \tag{7}$$

Соотношение (7) и следствия из него, которые рассматривались нами в работах [8-10], представляется весьма интересными. Во-первых, отметим, что, как и следовало ожидать, g_{00} не зависит ни от скорости v, ни от массы пробной частицы, поскольку это характеристика пространства в данной точке. Во-вторых, в соответствии с выражением для элементарного интервала

$$ds^2 = g_{00}c^2dt^2 - g_{11}dx^2 - g_{22}dy^2 - g_{33}dz^2$$

g_{00} связывает промежуток времени $d\tau$ в локальной системе отчета с промежутком времени dt в системе отчета удаленного наблюдателя, для которого $g_{00} = 1$, а $\varphi = 0$, соотношением

$$d\tau = \sqrt{g_{00}}\,dt \tag{8}$$

Если исключить возможность мнимых промежутков времени $d\tau$, то из (8) следует, что.

$$0 \le g_{00} \le 1 \tag{9}$$

Значение $g_{00} = 1$ отвечает отсутствию гравитационного поля, т.е., согласно методологии общей теории относительности, неискривленному четырехмерному пространству. Значение $g_{00} = 0$ соответствует максимально возможному искривлению пространства, при котором $d\tau \equiv 0$. Согласно (7), при $g_{00} = 0$ гравитационный потенциал φ принимает минимально допустимое значение

$$\varphi = \varphi_{\min} = -c^2 \tag{10}$$

Мы не настаиваем на том, что ньютоновский гравитационный потенциал

Научная библиотека ТвГУ

$$\varphi_N = -G\frac{M}{r} \tag{11}$$

идеально передает зависимость φ от r (здесь G - гравитационная постоянная. r - расстояние от центра сферически симметричного тела массой M до рассматриваемой точки). Но если, тем не менее, положить $\varphi = \varphi_N$, то из (10) и (11) получим, что значению $\varphi = \varphi_{\min}$ отвечает

$$r = R_G = \frac{GM}{c^2} \tag{12}$$

Напомним, что $r = R_G$ соответствует $g_{00} = 0$. Очевидно, именно поверхность, отвечающую $r = R_G$ и обладающую особыми свойствами ($g_{00} = 0$, $\varphi = \varphi_{\min} = -c^2$), а не поверхность вдвое большего радиуса $\tilde{R}_G = 2GM/c^2$ следовало бы назвать горизонтом событий. Из тех же соображений не $\tilde{R}_G$, а R_G следовало бы назвать гравитационными радиусом.

Ниже мы проанализируем, каким образом получилось, что не поверхность радиуса $r = R_G$, а поверхность радиуса $r = \tilde{R}_G = 2R_G$ стали называть горизонтом событий, ошибочно полагая, что $g_{00}\left(\tilde{R}_G\right) = 0$. Если принять допущение о том, что гравитационное поле является слабым т.е.

$$|\varphi| << c^2 \tag{13}$$

то правую часть формулы (7) можно представить в виде $1 + 2\varphi/c^2 + \varphi^2/c^4$ и пренебречь последним слагаемым. Соответственно, получим

$$g_{00} = 1 + \frac{2\varphi}{c^2} \tag{14}$$

Выражение (14) достаточно хорошо известно: иными способами, но в том же приближении (14) слабого гравитационного поля оно выводится в монографии В. Паули [11] и в курсе теоретической физики Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [1].

Если в (14) подставить ньютоновский гравитационный потенциал (11), то получим хорошо известное и широко применяющееся соотношение

$$g_{00} = 1 + \frac{2GM}{c^2 r} \tag{15}$$

Научная библиотека ТвГУ

В работе [12], основываясь на формуле (15), были введены в рассмотрение понятия гравитационного коллапса, горизонта событий, гравитационного радиуса $\tilde{R}_G$ и черной дыры, хотя сам термин был введен позднее Дж. Уиллером. Указанный выше гравитационный радиус определяется из условия $g_{00} = 0$, которое отвечает, в свою очередь условию $|\varphi| = c^2$, несовместимому с условием (13), положенном в основу вывода соотношений (14) и (15). Подробное рассмотрения проблемы адекватного и однозначного определения гравитационного радиуса (радиуса Шварцшильда) выходит за рамки данной работы, однако мысль о том, что в существующих представлениях что-то не так, как говорится, витало и витает в воздухе. Реакции на проблемные моменты, связанные с представлениями о черных дырах и гравитационном радиусе, можно условно подразделить на четыре группы:

1. Большая часть исследователей исходят из того, что адекватным должно являться традиционное выражение для гравитационного радиуса $\tilde{R}_G$, отвечающее горизонту событий черной дыры. Соответственно, черные дыры рассматриваются как реально существующие и распространенные во Вселенной объекты. В соответствии с модельными расчетами эволюции нейтронных звезд [13, 14], все массивные объекты во Вселенной, масса которых превышает 2-3 солнечных, рассматриваются как кандидаты в черные дыры. Одним из современных вариантов такой точки зрения отвечает введение в рассмотрение еще одной характерной поверхности – так называемого «убивающего горизонта» («killing horizon»). Согласно [15], примечательными свойствами обладает именно эта поверхность, а горизонту событий, отвечающему $r = \tilde{R}_G$ отводится вспомогательная роль. Однако, согласно [16], для незаряженной и невращающейся черной дыры «убивающий горизонт» в точности совпадает с горизонтом событий;

2. Предлагался ряд хитроумных преобразований, позволяющих сдвигать сингулярность центрально-симметричного гравитационного поля куда угодно, вплоть до бесконечности. Наиболее известным преобразованием такого типа является преобразование Крускала-Шекереса [17, 18]. Если принять такую точку зрения, то понятие гравитационного радиуса теряет физический смысл, как и концепция черных дыр. Вместе с тем, мы полностью согласны с мнением А. А. Логунова и его соавторов [19], которые считают, что использование такого рода искусственных преобразований вовсе не является решением проблемы сингулярности. Остается загадкой, каким образом в монографии [18] сочетается благосклонное отношение к преобразованиям Крускала-Шекереса и иным искусственным

Научная библиотека ТвГУ

преобразованиям координат и времени с позитивным отношением к концепции черных дыр;

3. В отмеченной выше работе [19] черная дыра рассматривается как фантазия теоретиков. Соответственно, понятию гравитационного радиуса также не придается существенного значения. Вместе с тем, в качестве выхода из создавшегося затруднения предлагается модификация уравнений Эйнштейна для тензора кривизны;

4. В соответствии с нашей точкой зрения и результатами, представленными в работах [8-10], гравитационный радиус и горизонт событий должны определяться однозначно, но черная дыра рассматривается в качестве физической модели сингулярности, которая не может реализовываться за конечный промежуток времени, даже за время существования Вселенной, которое составляет около 20 миллиардов лет. Примечательно, что в своей лекции [20] А. М. Черепащук, отмечая эффект остановки («замораживания») времени на горизонте событий черной дыры, вытекающий из формулы (8), отмечал, вместе с тем, что этот эффект будет наблюдаться только в системе отсчета удаленного наблюдателя, в то время как космонавт (локальный наблюдатель) запросто может пересекать горизонт событий. Но при этом остается совершенно непонятным, каким образом пересечение горизонта событий может произойти за конечное время, пусть даже за время существования Вселенной (ее возраст, указанный выше, также отмечался в лекции [20]). Более того, с точки зрения преобразования промежутков времени (8) возможность завершения гравитационного коллапса нейтронной звезды и, соответственно, образования черной дыры за конечное время, пусть даже 20 миллиардов лет, также не представляется возможным. Следовательно, нужно или признать, что черные дыры не могли образоваться за конечное время существования Вселенной, или же признать, что Вселенная существует вечно и не характеризуется каким-либо начальным моментом времени. Та же методологическая ошибка делается в монографии [18]. Где восторженно описывается, как замечательно выглядит мир в системе отсчета, связанной с космонавтом, движущимся к центру черной дыры, и как все банально выглядит в системе отсчета удаленного наблюдателя. На наш взгляд, напротив, гораздо больший интерес для землян представляет описание явлений с точки зрения именно земного наблюдателя.

Остановимся далее на интерпретации закона сохранения энергии в гравитационном поле. В предельном случае малых скоростей ($v \ll c$) формула (1) перепишется в виде квазиклассического соотношения

$$\varepsilon = m_0^{(0)} c^2 + m_0^{(0)} v^2 / 2 + m_0^{(0)} \varphi \qquad (16)$$

Научная библиотека ТвГУ

Если, кроме того, неинерциальностью системы отсчета, обусловленной наличием гравитационного поля можно пренебречь, то полную механическую энергию $\varepsilon_{мех.} = m_0^{(0)} v^2 / 2 + m_0^{(0)} \varphi$ можно считать сохраняющейся величиной, не задумываясь, определяется ли она в локальной системе отсчета или в системе отсчета удаленного наблюдателя.

На первый взгляд, как из исходной формулы (1), так и из квазиклассического соотношения (16) следует, что закон сохранения энергии должен незыблемо выполняться. Действительно, если положить, что $\varepsilon = const$, то из этих соотношений следует вполне резонное заключение, что увеличение кинетической энергии (в квазиклассическом случае – величины $m_0^{(0)} v^2 / 2$) приведет к уменьшению потенциальной энергии (в квазиклассическом случае – величины $m_0^{(0)} \varphi$). Сохранение энергии ε в квазистационарном гравитационном поле предполагается и в [1], где выводится анализируемая нами формула (1). Остается только не вполне ясным, корректно ли использовать закон сохранения для величины, которая определяется с использованием бесчисленного множества различных систем отсчета. Однако, в соответствии с принципом относительности, мы можем существенно упростить рассмотрение поставленной проблемы, перейдя к системе отсчета, связанной с самой пробной частицей. С точки зрения классической (ньютоновской) физики этот случай интереса не представляет, но из более общего соотношения (1) вытекает ряд нетривиальных выводов.

Полагая в (1) $v = 0$ и $m_\infty = m_0^{(0)}$, приходим к выводу, что независимо от того, является ли движение пробной частицы свободным или же она принудительно и квазиравновесно приближается к телу, являющемуся источником гравитационного поля, энергия покоя $\varepsilon_0^{(0)} = m_0^{(0)} c^2$ не может изменяться даже в принципе. Вместе с тем, при приближении к источнику гравитационного поля будет уменьшаться величина $\sqrt{g_{00}}$. Таким образом, в системе отсчета, связанной с телом, движущимся в гравитационном поле, налицо нарушение закона сохранения энергии: полная энергия частицы $\varepsilon = \varepsilon_0 = m_0^{(0)} c^2 \sqrt{g_{00}}$ будет уменьшаться по мере приближения к телу, создающему гравитационное поле. В слабых полях, отвечающих условию (13), в частности в гравитационном поле Солнца и Земли, этот эффект будет пренебрежимо мал. В общем случае, относительный «дефект» энергии $\delta\varepsilon_0 / \varepsilon_0^{(0)} = \left(\varepsilon_0 - \varepsilon_0^{(0)}\right) / \varepsilon_0^{(0)}$ будет выражаться соотношением

Научная библиотека ТвГУ

$$\delta\varepsilon_0 / \varepsilon_0^{(0)} = \sqrt{g_{00}} - 1 = \varphi / c^2 \le 0 \qquad (17)$$

Знак равенства отвечает бесконечному удалению от источников гравитационного поля.

В приближении ньютоновского гравитационного потенциала (11) формула (17) перепишется следующим образом

$$\delta\varepsilon_0 / \varepsilon_0^{(0)} = -GM / c^2 r = -R_G / r \qquad (18)$$

Для Земли $R_G \approx 10^{-2}$ м. Полагая, что r равняется радиусу Земли $R_З = 6400$ км, находим, что $\delta\varepsilon_0 / \varepsilon_0^{(0)} \approx -10^{-9}$. Иными словами, на поверхности Земли закон сохранения энергии выполняется почти идеально с точностью до 10^{-7}%. Если же рассматривать окрестность нейтронной звезды радиуса $R = 2R_G$, то получается, что в данном случае $\delta\varepsilon_0 / \varepsilon_0^{(0)} = -0,5$, т.е. полная энергия частицы уменьшится на 50% по сравнению с ее энергией на бесконечности. Наконец, на горизонте событий гипотетического предельного объекта – черной дыры $r = R_G$ и, соответственно, $\delta\varepsilon_0 / \varepsilon_0^{(0)} = -1$, $\varepsilon = 0$. С этой точки зрения, горизонт событий отвечает исчезновению самой частицы.

Примечательно также, что применительно к энергии покоя принцип эквивалентности энергии и массы не отвергает даже Л. Б. Окунь [7], который, вместе с тем, рекомендует отказаться от использования понятия релятивистской массы (2) и принципа эквивалентности в общей форме $\varepsilon = mc^2$. Таким образом, в рассматриваемом случае величину $m_0 = \varepsilon_0 / c^2 = m_0^{(0)} \sqrt{g_{00}}$ без каких либо сомнений можно интерпретировать как массу покоя частицы, находящейся в гравитационном поле. Применительно к массе m_0 также можно сделать выводы, аналогичные выводам, касающимся энергии пробной частицы: в слабых полях m_0 практически совпадает с $m_0^{(0)}$, а в сильных полях их различие является существенным. На горизонте событий $m_0 = 0$ и, соответственно, $m = 0$. Возможно, именно этот эффект исчезновения массы в сильных гравитационных полях позволит решить обсуждавшуюся в лекции [20] проблему стабильности галактик. На сегодняшний день их стабильность пытаются объяснить с использованием представлений о темной материи и темной энергии.

Понятие темной материи появилось в связи с открытием корон галактик, которые проявляются через силы тяготения, но не представлены астрономически наблюдаемыми объектами. Кандидатом в темную материю является нейтрино (см. [21], а также популярную книгу [22]). Концепция темной энергии [23, 24] появилась позже в связи

Научная библиотека ТвГУ

с открытием того, что наша вселенная расширяется с положительным ускорением [25, 26]. Положительность ускорения не согласуется ни с теорией Фридмана [1], основывающейся на ОТО, ни с квазиклассическим, но физически вполне адекватным рассмотрением модели Вселенной, представленным в монографиях Я. Б. Зельдовича и И. Д. Новикова [27]. В соответствии с существующими представлениями, темная энергия никак себя не проявляет, кроме эффекта антигравитации, обеспечивающего положительность производной d^2R/dt^2 (R – радиус Вселенной). Согласно [21], темная энергия – тоже самое, что космологическая постоянная Эйнштейна Λ или «какой-то другой фактор, оказывающий такой же эффект» (имеется в виду эффект антигравитации). В связи с этим, хотелось бы напомнить, что сам А. Эйнштейн считал введение космологической постоянной самой большой совершенной им ошибкой. Весьма причудливы, с точки зрения физики 20-го столетия, представления о «взаимоотношениях» между темной материей и темной энергией. Чтобы объяснить так называемый парадокс совпадения (плотность темной энергии приблизительно равна плотности энергии темной материи [23]) предложена концепция «спаривания» между темной энергией и темной материей [28, 29]. В результате этого спаривания генерируется энергия (масса) темной материи. В оригинальности такой концепции, действительно, не откажешь, учитывая, что в ее рамках используется скорее биологический, чем физический термин: исходное англоязычное слово «coupling» означает совокупление, соединение, спаривание. Мы полагаем, что в этой ситуации целесообразен поиск других объяснений современных данных наблюдательной космологии, характеризующихся большей преемственностью с базовыми принципами физической науки и ее методологией. Вполне возможно, что рассмотренный выше гравитационный «дефект массы» может послужить основой для решения ряда астрофизических проблем без привлечения новых понятий и законов.

Если переписать формулу (1) в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty \sqrt{g_{00}} \tag{19}$$

то она будет применима и к полевой частице, в частности к фотону. В данном случае величину ε_∞ можно интерпретировать и как энергию фотона на бесконечности, так и энергию фотона в данной точке пространства при условии, что $g_{00} = 1$, т.е. при «выключенном» гравитационном поле. Действительно, поскольку фотон, по крайней мере, в отсутствие гравитационного поля, всегда имеет скорость, равную скорости света c, то фотон, переместившийся из точки, где находится удаленный наблюдатель, в точку, отвечающую локальной

Научная библиотека ТвГУ

системе отсчета, при отсутствии гравитационного поля будет иметь ту же самую энергию. Но, согласно (19), энергия фотона также будет уменьшаться по мере приближения к источнику гравитационного поля. На горизонте событий $\varepsilon = 0$ и для частицы вещества, и для полевой частицы. С учетом формулы Планка

$$\varepsilon = h\nu \tag{20}$$

(h – постоянная Планка, ν – частота фотона), из (19) находим, что на горизонте событий $\nu = 0$.

На первый взгляд, этот результат противоречит предсказываемому ОТО эффекту гравитационного красного смещения, в соответствии с которым при удалении от гравитирующего тела фотон «краснеет», т.е. его частота уменьшается и наоборот. Однако по крайней мере прямого противоречия между этими двумя эффектами нет. Действительно, как уже отмечалось, под ε в формулах (1) и (19) понимается энергия пробной частицы в локальной системе отсчета, отвечающей точке, где «нулевая» компонента метрического тензора равна g_{00}. Любое перемещение фотона на конечное расстояние связано с необходимостью использования бесконечного числа таких систем отсчета. Иными словами, ε и ε_{∞}, фигурирующие в формуле (19), определяются в разных точках пространства разными наблюдениями. Через $\nu_{\infty}^{(\infty)}$ обозначим частоту фотона, находящегося там же, где и удаленный наблюдатель, а через ν_{∞} – частоту фотона в точке, где гравитационное поле характеризуется величиной g_{00}. Тогда из условия $\varepsilon = const$ получим

$$\nu_{\infty} = \nu_{\infty}^{(\infty)} / \sqrt{g_{00}} \geq \nu_{\infty}^{(\infty)} \tag{21}$$

что отвечает эффекту гравитационного красного смещения. Как видим, результаты существенно зависят от выбора процедуры измерения, включающей выбор систем отсчета и допущения о сохранении полной энергии ε. Применительно к (21) следует заметить, что удаленный наблюдатель даже в принципе не может измерить частоту ν_{∞}, поскольку для него доступен лишь фотон с частотой $\nu_{\infty}^{(\infty)}$. Равенство нулю энергии пробной частицы ε при $g_{00} = 0$ независимо от предыстории попадания пробной частицы на горизонте событий согласуется с теоремой Нетер [3] и не должно вызвать удивления.

Проблема времени в гравитационной физике. Проблеме времени в гравитационной физике также уделяется большое внимание. Но речь идет, прежде всего, о проблеме повышения точности измерений с целью осуществления тех или иных тестов, предложенных для

Научная библиотека ТвГУ

проверки ОТО [30]. Природа времени, а также физический смысл его преобразований, использующихся в теории относительности, анализируется в гораздо меньшей степени. Строгое определение времени не было предложено и, очевидно, никогда не будет предложено. Рабочее определение отвечает длительности протекания того или иного процесса, определяемого путем его сравнивания с длительностью другого процесса, принятого за эталон времени (часы). В данной работе мы исходим из того, что в качестве универсальных часов, пригодных для измерения времени в различных системах отсчета и допускающих перенос из одной системы отсчета в другую, должен выступать гармонический осциллятор, работа которого не основывается на непосредственном использовании силы тяжести. В частности, математический и физический маятники, которые не могут совершать колебания в отсутствие гравитационного поля, непригодны для использования в качестве часов, отвечающих отмеченным выше требованиям. При анализе поведения осциллятора в гравитационном поле достаточно рассмотреть собственные колебания, поскольку роль источника тока в часах сводится к поддержанию исходной амплитуды колебаний, которые совершаются с частицей, равной частоте собственных колебаний. Примечательно, что фотон может рассматриваться в качестве осциллятора, удовлетворяющего, в принципе, отмеченным выше требованиям, если не обсуждать неудобство, связанное с невозможностью использования таких часов в заданной точке пространства. Вместе с тем, фотон характеризуется определенным значением частоты ν, связанным с энергией ε формулой Планка (20), которую можно переписать в виде

$$\varepsilon T = h = const \tag{22}$$

где $T = \nu^{-1}$ – период колебаний. Примечательно, что формула (22), отвечающая условию постоянства произведения энергии фотона на период колебаний, имеет вид адиабатического инварианта [31, 32]. Ранее адиабатические инварианты достаточно широко использовались в теоретической механике и квантовой теории.

Если принять, что для частицы вещества (элементарной частицы) характерен квантово-волновой дуализм, то ей также можно приписать определенные значения частоты ν и длины волны λ:

$$\nu = m_\infty c^2 \sqrt{g_{00}} / h \tag{23}$$

$$\lambda = h / m_\infty c \sqrt{g_{00}} \tag{24}$$

Для свободной частицы ($g_{00} = 1$), имеющей малую скорость ($\nu \ll c$)

Научная библиотека ТвГУ

$$\nu = m_0 c^2 / h, \qquad \lambda = h / m_0 c \tag{25}$$

Легко видеть, что введенная таким образом длина волны, совпадает для электрона комптоновской длинной волны.

Произвольное тело состоит из большого числа элементарных частиц, которые могут рассматриваться в качестве внутренних осцилляторов (часов). Очевидно, по этой причине энергия покоя произвольного тела ε_0 и период колебаний T_0 осциллятора, входящего в состав данного тела, должны быть связаны соотношением

$$\varepsilon_0 T_0 = const \tag{26}$$

того же типа, что и формула (22). Формула (26) является следствием из соотношений (1) и (8). Действительно, процедура измерения промежутка времени ($\Delta\tau$ и Δt) предполагает подсчет числа колебаний, совершенных осциллятором. При этом ни удаленный, ни локальный наблюдатель в отдельности, т.е. без обмена информации между ними, не может сделать какое-либо обоснованное заключение о том, спешат или отстают его часы. Иными словами, он не может сравнить периоды колебаний T_0 и $T_0^{(\infty)}$, отвечающие локальному и удаленному наблюдателям, соответственно. Таким образом, измеряемые промежутки времени будут пропорциональны частотам: $\Delta\tau \sim \nu_0$, $\Delta t \sim \nu_0^{(\infty)}$. Индексом «0» мы, как и ранее, подчеркиваем, что часы связаны с самой частицей, т.е. неподвижны по отношению к системе отсчета. Учитывая, что $T_0 = \nu_0^{-1}$, $T_0^{(\infty)} = \left(\nu_0^{(\infty)}\right)^{-1}$, получим (26).

Из представленных выше рассуждений, а также из адиабатического инварианта (26) следует соотношение

$$T_0 = T_0^{(\infty)} / \sqrt{g_{00}} \tag{27}$$

между периодом колебаний T_0 часов, связанных с наблюдателем в локальной системе отсчета, с периодом $T_0^{(\infty)}$ таких же часов, находящихся на бесконечности, т.е. в точке, где $g_{00} = 1$, а $\varphi = 0$. Как уже отмечалось выше, сам по себе локальный наблюдатель не может установить, что его часы спешат или отстают по сравнению с такими же часами, находящимися у бесконечно удаленного наблюдателя. Однако если имеется взаимосвязь между T_0 и $T_0^{(\infty)}$, то можно связать и промежутки времени $\Delta\tau$ и Δt, измеренные локальным и удаленным наблюдателями:

Научная библиотека ТвГУ

$$\frac{(\Delta\tau)_0}{\Delta t} = \frac{T_0^{(\infty)}}{T_0}\text{, т.е.}$$

$$(\Delta\tau)_0 = \Delta t\sqrt{g_{00}} \qquad (28)$$

Соотношение (28) можно было бы записать, заменив в формуле (8) дифференциалы малыми, но конечными интервалами времени.

В геометрической теории гравитации не конкретизируется, рассматривается ли при этом локальный наблюдатель, относительно которого движется пробное тело, или же локальный наблюдатель связан с самим пробным телом. Очевидно, для «неподвижного» локального наблюдателя, по отношению к которому тело движется со скоростью v, в соответствии с эффектом замедления времени с СТО, имеем:

$$(\Delta\tau)_0 = \Delta\tau\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$$

Соответственно,

$$\Delta\tau = \frac{\Delta t}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\sqrt{g_{00}} \qquad (29)$$

Сравнивая (1) и (29), а также (3) и (28), находим:

$$\varepsilon/\Delta\tau = const, \quad \varepsilon_0/(\Delta\tau)_0 = const \qquad (30)$$

Таким образом, отношение энергии пробной частицы к промежутку времени является в гравитационном поле инвариантом независимо от выбора системы отсчета. На горизонте событий, т.е. поверхности, определяемой условием $g_{00}=0$, $\varepsilon = 0$ и $\Delta\tau = 0$.

Заключение. Таким образом, энергия пробной частицы ε тесно связана с промежутком времени $\Delta\tau$ в данной системе отсчета. Эти величины изменяются сходственным образом при переходе от одной системы отсчета к другой, в частности при переходе от области пространства, в которой гравитационное поле отсутствует, к области сильного гравитационного поля ($|\varphi|/c^2 \ll 1$). При этом, на горизонте событий ($|\varphi| = c^2$) энергия пробной частицы становится равной нулю независимо от предыстории ее попадания на горизонт событий. На этой же поверхности $\Delta\tau = 0$, т.е. время в локальной системе отсчета останавливается. Таким образом, предельно сильное гравитационное поле, отвечающее горизонту событий, соответствует как остановке времени, так и исчезновению самой пробной частицы. Действительно, реальная частица вещества или полевая частица не может характеризоваться нулевым значением полной энергии ε. Однако

Научная библиотека ТвГУ

следует отметить, что, в соответствии с критерием (18), закон сохранения энергии не выполняется даже в слабом гравитационном поле. Но в слабых полях эффект отклонения от закона сохранения энергии будет пренебрежимо малым.

На наш взгляд, отклонения от закона сохранения энергии в гравитационном поле отнюдь не служит основанием для того, чтобы даже в принципе отвергать применимость основных законов сохранения и связанных с ними физических понятий (импульса, момента импульса, энергии) к явлениям, протекающим в сильных гравитационных полях. В методологическом плане нарушение закона сохранения энергии можно учесть двумя путями:

1. По аналогии с неравновесной термодинамикой [33, 34] можно рассматривать уравнения баланса соответствующих величин, в том числе энергии. Такие уравнения можно рассматривать как обобщенную форму законов сохранения;
2. Целесообразен поиск других инвариантов, которые остаются неизменными при переходе от одной точки к другой даже при наличии гравитационного поля. Как мы видели, к таким инвариантам относятся, в частности, произведение энергии частицы на период колебаний связанных с ней часов, а также отношение энергии к промежутку времени.

Список литературы

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973.
2. Will C.M. Theory and experiment in gravitational physics. Cambridge: Cambridge University Press, 1981.
3. Nother E. // Nachr. Der Konig Gesellschaft der Wissehschaften zu Gottingen, Math-phys. Klasse, 1918. P.235–257.
4. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности. М.: Высшая школа, 1976.
5. Чернин А.Д. Физика времени. М.: Наука, 1987.
6. Milne E.A., Relativity, Gravitation and the World-picture. Oxford: Clarendon Press, 1935.
7. Okun Lev B. The concept of mass. Physics Today. 1989. №6. P.31–36.
8. Самсонов В.М., Петров Е.К. О проблеме сингулярности в гравитационной физике // Вестник ТвГУ. Серия Физика. 2009. №3. Выпуск 4. С. 70–79.
9. Самсонов В.М., Петров Е.К. Новый подход к однозначному определению радиуса Шварцшильда // Динамика сложных систем. 2009. Т.3. №1. С.30–37.
10. Самсонов В.М., Петров Е.К. О физической интерпретации сингулярностей центрально-симметричного гравитационного поля // Письма ЭЧАЯ. 2011. Т.8, №1 (164). С. 223–231. *(в печати)*.
11. Паули В., Теория относительности, М., Наука, 1983.

Научная библиотека ТвГУ

12. Оппенгеймер Ю., Снайдер Г. О безграничном гравитационном сжатии. Пер. с англ. // Альберт Эйнштейн и теория гравитации. М.: Мир, 1979. С. 353–361.
13. Каплан С.А. Физика звезд. М.: Наука, 1977. 208 с.
14. Новиков И.Д., Фролов В.П. Физика черных дыр. М.: Наука, 1986.
15. Wald R.M. General relativity. Chicago and London: The University of Chicago Press, 1984.
16. Killing horizon // http://en.wikipedia.org/wiki/Killing_horizon
17. Kruskal M.D. Maximal extension of Schwarzschild metric // Phys. Rev. 1960. V.119. P.1743–1745.
18. Мизнер Ч., Торн К., Уиллер Дж. Гравитация. Т.3. М.: Мир, 1977.
19. Герштейн С.С., Логунов А.А., Мествиришвили М.А. Общая теория относительности и сингулярности Шварцшильда // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2008. Т.39. Вып.1. С.81–106.
20. Черепащук А.М. Новые форма материи во вселенной. Оптические исследования рентгеновских двойных звездных систем. Видеолекция. // http://www.tvkultura.ru/page.html?cid=9524.
21. Lesgourgues J., Pastor S. Massive neutrinos and cosmology // Phys. Rept. 2006. V.429. P. 307–428.
22. Чернин А.Д. Звезды и физика. М.: Наука, 1984.
23. Peebles P.J.E. The cosmological constant and dark energy // Ref. Mod. Phys. 2003. V.75. P. 559–613.
24. Чернин А.Д. Темная энергия и всемирное антитяготение // УФН. 2008. Т.178. №3. С. 267–300.
25. Riess A.G., Filippenko A.V., Challis P. et. al. Observational evidence from supernovae for an accelerated universe and a cosmological constant // Astronomical J. 1998. V.116. P. 1009–1038.
26. Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., et. al. Measurements of Omega and aLambda from 42 High-Redshift Supernovae // Astrophys. J. 1999. V.517. P. 565–586.
27. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция вселенной.
28. Comelli D., Pietroni M., Riotto A. Dark energy and dark matter // Phys. Lett. B. 2003. V.571. P. 115–118.
29. Farrar G.R., Peebles P.J.E. Interacting dark matter and dark energy // Astrophys. J. 2004. V.604. P. 1–16.
30. Maleki L. // Gen. Relativ. Gravit. 2008. V.40, P. 835–903.
31. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1965. С. 193–197.
32. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.1. М.: Наука, 1974. С. 222–229.
33. Грот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964.
34. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1974.

Научная библиотека ТвГУ

ON DEVIATION FROM THE ENERGY CONSERVATION LAW IN GRAVITATIONAL FIELDS

V. M. Samsonov, E. K. Petrov

Tver State University
Chair of Theoretical Physics

Analyzing a displacement of a testing particle, we have shown that the energy conservation law is not fulfilled in the gravitational field. A formula has been obtained to estimate corresponding deviation from the energy conservation law. At the same time, we have shown that the product of the particle energy and the period of a clock oscillations in the given point of space is an adiabatic invariant.
Keywords: *energy, time, conservation laws, gravity, adiabatic invariant, dark matter, dark energy*

Об авторах:

САМСОНОВ Владимир Михайлович – доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики ТвГУ, *e-mail:* Vladimir.Samsonov@tversu.ru;

ПЕТРОВ Евгений Кузьмич – старший научный сотрудник кафедры теоретической физики ТвГУ.

Научная библиотека ТвГУ