КОСМОЛОГИЯ И АСТРОФИЗИКА

УДК 524.827

Жук Н. А.

О КРИВИЗНЕ ВСЕЛЕННОЙ

АО «Научно-технологический институт транскрипции, трансляции и репликации»,
а/я 589, ул. Коломенская, 3, г. Харьков, 61166, Украина,
E-mail: zhuck@insurance.kharkov.ua

Показано, что Вселенная не является консервативной системой. Это свойство проявляется физически как сопротивление движению материальных тел, названное гравитационной вязкостью, и как уменьшение частоты света с расстоянием, известное как красное смещение, т. е. как потеря (рассеяние) их энергии. С точки зрения геометрии данное свойство проявляется как геодезическая кривизна Вселенной. Приведены обобщённые преобразования Галилея и показана инвариантность нового уравнения свободного движения материального тела относительно этих преобразований.

Ключевые слова: космология, кривизна Вселенной, гравитационная вязкость, красное смещение.

Введение

Современные геометризованные теории пространства, времени и гравитации базируются на понятии параллельного переноса вектора и имеют четыре основных источника:

1) Риман (1854) разработал самую общую форму неевклидовой геометрии, в которой учитывается изменение направления вектора при параллельном переносе в криволинейном пространстве, а Эйнштейн и Гроссман (1913) использовали её для общей теории относительности;
2) Вейль (1918) предложил учитывать также и изменение длины вектора при параллельном переносе в криволинейном четырёхмерном пространстве-времени, с помощью чего надеялся включить в общую теорию относительности также и электромагнетизм;
3) Калуца (1921) использовал только изменение направления вектора при параллельном переносе в криволинейном пространстве-времени, но добавил пятое измерение, с помощью которого также надеялся включить в общую теорию относительности и электромагнетизм;
4) Картан (1922) использовал кручение, т. е. различие тензоров при перестановке местами их индексов, и он надеялся тем самым также обобщить теорию относительности, включив в неё другие взаимодействия.

Если мы проанализируем первое направление, то мы увидим, что в пространстве-времени все события представляются с позиций эйнштейновского падающего лифта, в котором скорость света всегда постоянна. С этой точки зрения можно анализировать все события в непосредственной близости от наблюдателя, но другие объекты на больших расстояниях он будет видеть через призму своих масштабов пространства-времени, т. е. в искаженном виде.

Для этого направления характерно использование понятия геодезической линии. А геодезическая линия есть по определению такая линия, геодезическая кривизна вдоль которой равна нулю. Движение вдоль такой линии не допускает диссипации энергии, а именно эти процессы и являются наиболее характерными для большинства явлений природы. Поэтому гравитационные силы представляются как консервативные силы. Именно для таких сил используется вариационный принцип.

Второе и третье направления были связаны с желанием ученых включить в общую теорию относительности также и электромагнетизм. К сожалению, следует констатировать, что и по прошествии восьмидесяти лет вышеуказанная задача осталась нерешенной.

С четвертым направлением многие ученые (как те, которые занимаются фундаментальной наукой, так и те, кто решает прикладные вопросы) связывают большие надежды. На этой основе родилось понятие торсионного поля. Однако большие методологические проблемы, связанные с теориями этого направления, не вызывают доверия ни к каким их результатам.

Более того, большинство современных работ в русле вышеуказанных направлений может быть названо, скорее всего, математической эквилибристикой, чем физическими теориями, поскольку они совсем не связаны ни с результатами наблюдений явлений природы, ни с результатами физических экспериментов. Тем более что использование кручения противоречит существованию законов сохранения, поскольку они справедливы только для симметричных тензоров.

Между тем еще в 1906 г. в работе «О динамике электрона» [6] Пуанкаре впервые высказал идею построения релятивистской теории для всех физических сил, включая гравитацию, в плоском четырёхмерном пространстве-времени. Он также отмечал, что гравитационное поле должно распространяться со скоростью света, а поскольку предполагается запаздывание взаимодействий, то должен быть и его материальный носитель, т. е. некоторая среда или поле.

Таким образом, уже в начале XX столетия чётко обозначились два пути в описании гравитации: геометризованный и полевой. Одни склонны считать их альтернативными, взаимоисключающими, а другие — дополняющими (как, например, волновая и матричная формы квантовой механики). Однако с созданием ОТО преимущественное развитие получил первый путь, а о втором как будто бы забыли.

В дальнейшем мы остановимся на полевой форме ОТО, поскольку длина вектора при параллельном переносе изменяется там тоже. И это изменение, в отличие от упомянутых выше теорий, имеет вполне определенный физический смысл, связанный с диссипацией энергии при движении материальных тел и при распространении полей. А в геометрическом смысле это изменение связано с геодезической кривизной, о которой не всегда упоминают даже в специальной литературе по ОТО.

1. Гравитационная вязкость Вселенной

В работах [1, 2] развита полевая формулировка ОТО. Для этого использованы глобальные свойства Вселенной: евклидовость, однородность и изотропность. Первое свойство показало, что уравнения ОТО без космологического члена неверны. Система уравнений с космологическим членом стала замкнутой при добавлении четырех уравнений, отражающих однородность и изотропность Вселенной. Она была упрощена за счет описания гравитации в виде возмущений на фоне плоского пространства-времени. А космологический член перестал быть константой и получил новое физическое толкование. Как оказалось, он учитывает гравитационную связь любого материального тела со всеми другими телами Вселенной.

Система уравнений получена в виде обобщенных уравнений Клейна-Гордона. А решение найдено для стабильного материального тела в виде потенциала Юкавы. Реальный закон всемирного тяготения получился для двух взаимодействующих тел в виде:

$$F = G\frac{m_1 m_2}{r^2} e^{-\frac{r}{R_0}}\left(1 + \frac{r}{R_0}\right), \tag{1}$$

где R_0 есть радиус гравитационных взаимодействий, который определяется через относительную скорость света c' между телами и среднюю плотность Вселенной ρ_0 по формуле

$$R_0 = c'\sqrt{\frac{3}{4\pi G\rho_0}}\,, \tag{2}$$

Как видно из формулы (1), силы притяжения между телами являются короткодействующими так же, как и силы между атомными ядрами. Однако радиус гравитационных взаимодействий R_0 является очень большим (примерно 10^{26} м) в отличие от радиуса ядерных взаимодействий (примерно 10^{-10}м).

Кроме того, закон (1) является релятивистским законом в отличие от закона тяготения Ньютона. Действительно, если одно тело будет удаляться от другого тела со скоростью v, то относительная скорость света станет равной $c' = c - v$. Это приведет к более быстрому убыванию силы притяжения с расстоянием, чем при отсутствии такого движения. Это продемонстрировать можно лучше всего, если рассмотреть отношение реальной силы притяжения к силе, вычисленной по формуле закона тяготения Ньютона, т. е. $F' = F / F_N$, где $F_N = Gm_1 m_2 / r^2$ (см. жирную линию в левой половине рис. 1).

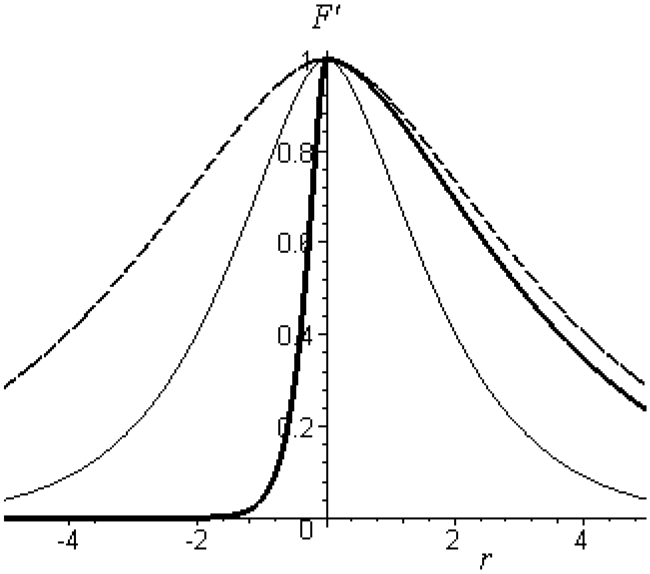

Рис. 1. Сравнение законов тяготения для разных скоростей (тонкая линия для $v \approx 0$, жирная линия для $v \approx 0.8c$ — тело двигается слева направо, пунктирная линия есть предел встречного движения со скоростью $v \to c$)

Если же тело будет двигаться навстречу другому телу, то относительная скорость света увеличится, кривая силы притяжения станет более пологой, и взаимодействие между телами усилится (см. жирную линию в правой половине рис. 1).

Но если рассматривать движение материального тела относительно множества других тел Вселенной, то оказывается, что равнодействующая всех гравитационных сил не равна нулю или что на это тело действует гравитационный потенциал. Автору удалось найти приемы и показать, что величина этого потенциала равна $\Phi = - v^2$. Назовем его гравитационным потенциалом Вселенной.

Тормозящая сила возникает под действием гравитационного потенциала. В результате закон свободного движения тел (закон инерции) вдоль координаты X преобразовался к виду

$$\frac{d^2 X}{dt^2} + H \frac{dX}{dt} = 0, \qquad (3)$$

где обозначение введено

$$H = \sqrt{\frac{4\pi G \rho_0}{3}}, \qquad (4)$$

которое соответствует постоянной Хаббла, но имеет другой физический смысл. Оно теперь отражает диссипацию энергии при движении материальных тел и, как будет показано далее, при распространении полей. Постоянная Хаббла очень маленькая и равна примерно 10^{-18}с$^{-1}$.

Поскольку уменьшение скорости движущегося тела в соответствии с уравнением (3) пропорционально самой скорости, что присуще движению тел в любой вязкой жидкости или газе, то по аналогии с ними такое свойство названо гравитационной вязкостью Вселенной.

Несколько цифр следует привести для примера. Так, пешеход испытывает торможение от действия сил гравитационной вязкости, равное примерно 10^{-18}м/с^2. Для движения же со скоростью света оно все еще мало и равно лишь 10^{-10}м/с^2. Очевидно, что локальные гравитационные и электромагнитные взаимодействия во много раз сильнее гравитационной вязкости и затеняют её существование. Однако факт существования последней строго следует из новой стационарной космологической модели, которую подтверждают порядка тридцати объективных характеристик реальной Вселенной. В частности, доказательство тождества инертной и гравитационной масс на основе новой модели Вселенной является сильнейшим доводом существования и гравитационной вязкости [1, 2].

В пределе при движении со скоростью света (а это только и возможно для света и возмущений гравитационного поля) гравитационный потенциал Вселенной принимает своё максимальное значение $\Phi_0 = -c^2$. Это приводит к тому, что частота света уменьшается по закону

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{r}{R_0}}. \tag{5}$$

Закон (5) полностью объясняет природу, численные характеристики и характер распределения фонового микроволнового излучения [5]. На самом деле это не реликт Большого Взрыва, а суммарное излучение всех звезд стационарной Вселенной. Крупномасштабное и среднемасштабное распределение материи во Вселенной также соответствует формулам (1-4). Таким образом, все наблюдаемые явления природы и результаты физических экспериментов подтверждают наличие гравитационной вязкости Вселенной.

2. Параллельный перенос вектора в четырёхмерном пространстве-времени

Понятие параллельного переноса вектора является фундаментальным в неевклидовой геометрии. Оно позволяет естественным образом ввести аффинную связность и ковариантную производную. Однако здесь мы будем считать, что такие введения уже сделаны, и с помощью параллельного переноса вектора исследуем лишь геодезические линии, а также некоторые следствия, вытекающие из них. Итак, пусть аффинная связность, кривая и ее параметр заданы.

Итак, пусть задана аффинная связность Γ^k_{lm}, кривая X_k и её параметр t (индексы, если не оговорено иное, пробегают значения $0, 1, 2, 3$). Тогда вектор dX_k / dt будет указывать в каждой точке кривой её направление, т. е. будет касательным. Рассмотрим перенос этого вектора из некоторой точки X_k в соседнюю точку $X_k + dX_k$. В наиболее общем случае естественно предположить, что длина касательного вектора не является постоянной величиной. Будем считать, что в соседней точке она пропорциональна первоначальной длине вектора с коэффициентом пропорциональности $1+\varphi(t)dt$:

$$\frac{dX_k}{dt} - \Gamma^k_{lm}\frac{dX_l}{dt}dX_m = (1+\varphi(t)dt)\left(\frac{dX_k}{dt} + \frac{d^2X_k}{dt^2}dt\right). \tag{6}$$

Разделив уравнение (6) на dt, получим

$$(1+\varphi(t)dt)\frac{d^2X_k}{dt^2} + \Gamma^k_{lm}\frac{dX_l}{dt}\frac{dX_m}{dt} = \frac{1+\varphi(t)dt-1}{dt}\frac{dX_k}{dt} = \varphi(t)\frac{dX_k}{dt}. \tag{7}$$

Поскольку $1+\varphi(t)dt$ отличается от единицы только на величину порядка dt (сколь угодно малую), то этим отличием можно пренебречь. Тогда выражение (7) примет вид:

$$\frac{d^2X_k}{dt^2} + \Gamma^k_{lm}\frac{dX_l}{dt}\frac{dX_m}{dt} = \varphi(t)\frac{dX_k}{dt}. \tag{8}$$

Это есть уравнение параллельного переноса вектора в наиболее общем виде. Но параметр t был выбран произвольно. Поэтому возникает вопрос: а что будет, если взять другой параметр, например $\tau = \tau(t)$?

Рассмотрим этот случай, сделав предварительное преобразование:

$$\begin{aligned}\frac{d^2X_k}{dt^2} &= \frac{d}{dt}\frac{dX_k}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dX_k}{dt}\frac{d\tau}{d\tau}\right) = \\ &= \frac{d}{dt}\left(\frac{dX_k}{d\tau}\frac{d\tau}{dt}\right) = \frac{dX_k}{d\tau}\frac{d^2\tau}{dt^2} + \frac{d\tau}{dt}\frac{d^2X_k}{dtd\tau} = \\ &= \frac{dX_k}{d\tau}\frac{d^2\tau}{dt^2} + \frac{d\tau}{dt}\frac{d^2X_k}{dtd\tau}\frac{d\tau}{d\tau} = \frac{dX_k}{d\tau}\frac{d^2\tau}{dt^2} + \left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2\frac{d^2X_k}{d\tau^2}.\end{aligned} \tag{9}$$

Полученное выражение (9) затем подставим в уравнение (8), а остальные члены уравнения умножим и разделим на $d\tau$ столько раз, сколько раз встречается dt:

$$\frac{d^2X_k}{d\tau^2}\left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2+\frac{dX_k}{d\tau}\frac{d^2\tau}{dt^2}+\Gamma^k_{lm}\frac{dX_l}{d\tau}\frac{dX_m}{d\tau}\left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2=\varphi(t)\frac{dX_k}{dt}\frac{d\tau}{dt}. \tag{10}$$

Разделим выражение (10) на $(d\tau/dt)^2$, перенеся предварительно второе слагаемое в правую часть:

$$\frac{d^2X_k}{d\tau^2}+\Gamma^k_{lm}\frac{dX_l}{d\tau}\frac{dX_m}{d\tau}=\frac{\varphi(t)\frac{d\tau}{dt}-\frac{d^2\tau}{dt^2}}{\left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2}\frac{dX_k}{d\tau}. \tag{11}$$

Полученное уравнение (11) параллельного переноса вектора имеет нулевую правую часть, т. е. вид

$$\frac{d^2X_k}{d\tau^2}+\Gamma^k_{lm}\frac{dX_l}{d\tau}\frac{dX_m}{d\tau}=0 \tag{12}$$

только в том случае, когда выполняется равенство

$$\varphi(t)\frac{d\tau}{dt}-\frac{d^2\tau}{dt^2}=0. \tag{13}$$

Равенство же (13), в свою очередь, представляет собой дифференциальное уравнение второго порядка, которое имеет решением в наиболее общем виде

$$\tau=\int_{t_0}^{t}\exp\left\{\int_{t'_0}^{t'}\varphi(t'')dt''\right\}dt'. \tag{14}$$

Как видно из этого выражения, новый параметр τ зависит не только от величины старого параметра, но и от двух начальных его значений, которые соответствуют нижним пределам двух интегралов. Это, в свою очередь, определяет и общий вид решения

$$\tau=a\tau_0+b, \tag{15}$$

в котором параметр τ задаётся с точностью до линейного преобразования с постоянными коэффициентами a, b и собственным значением τ_0, соответствующим решению уравнения (14) с нулевыми нижними пределами интегрирования.

Таким образом, мы получили два вида уравнений параллельного переноса вектора. Уравнение (8) характерно для движения неконсервативных физических систем. В нём второе слагаемое указывает на степень нормальной кривизны пространства, а правая часть — на изменение длины параллельно переносимого вектора, т. е. на существование диссипации энергии, если рассматривать перенос как физический процесс.

Если теперь мы введем обозначение

$$K_k(t)=\frac{d^2X_k}{dt^2}+\Gamma^k_{lm}\frac{dX_l}{dt}\frac{dX_m}{dt}, \tag{16}$$

то изменение длины вектора при параллельном переносе будет характеризоваться геодезической кривизной

$$K(t)=\sqrt{g^{kl}K_k(t)K_l(t)}, \tag{17}$$

где g^{kl} — метрический тензор четырёхмерного пространства-времени.

Линия называется геодезической по определению в том случае, если ее геодезическая кривизна равна нулю [3]. Следовательно, уравнение (12) представляет собой уравнение геодезической с формальной математической точки зрения. Иными словами, оно должно описывать движение консервативных физических систем без потерь энергии. Но ведь уравнения (12) и (8) эквивалентны, а для (8) было отмечено совсем обратное. Получается, что система и консервативна, и неконсервативна одновременно. Но такого ведь не бывает. Значит, здесь заложена ошибка в рассуждениях. И она находится!

Действительно, для движения неконсервативной системы характерно изменение длины вектора при параллельном переносе, но это изменение можно сделать абсолютно незаметным, если пропорционально ему менять масштаб расстояния (параметр кривой). А это как раз и делается в случае использования уравнения (12), так как параметр ′ имеет явно нелинейный характер изменения ввиду наличия под интегралом экспоненты.

Иными словами, нужно сделать вывод, что линия является геодезической в том и только в том случае, когда $\varphi(t)=0$. Преобразование же типа (14) с физической точки зрения никак не приводит к появлению геодезических линий. Хотя противоположное утверждение встречается практически без исключения в любой литературе, например, в [4].

3. Геодезическая кривизна Вселенной

Рассмотрим теперь, какой характер может носить параллельный перенос вектора в реальной Вселенной (исключив, естественно, учёт локальных взаимодействий). Первое, что приходит на ум, это предположение о том, что Вселенная является консервативной физической системой, т. е. что $\varphi(t)=0$. Мы опускаем этот традиционный случай, так как именно он рассматривается практически в любой литературе. Если же Вселенная представляет собой неконсервативную систему, то возникает вопрос: функция $\varphi(t)$ может иметь какой вид?

Для ответа на этот вопрос используем такие опытные факты как евклидовость, однородность и изотропность Вселенной в глобальных масштабах. Первое свойство приводит к тому, что уравнение (8) упрощается к виду

$$\frac{d^2X_k}{dt^2}=\varphi(t)\frac{dX_k}{dt}. \tag{18}$$

Второе и третье свойства (одновременно с учётом первого) означают лишь одно: функция $\varphi(t)$ не может быть ничем иным, кроме постоянной величины, которую обозначим через H. Действительно, если вспомнить, что означает данная функция — а она означает лишь то, что при параллельном переносе вектора его величина изменяется в $1+\varphi(t)dt$ раз, — то становится очевидной необходимость линейности преобразования величины вектора, а с учётом неконсервативности системы, т. е. существования потерь энергии при переносе вектора, становится понятным и знак указанной функции. Иными словами, необходимо функции $\varphi(t)$ придать значение

$$\varphi(t)=-H,\ H>0. \tag{19}$$

После этого легко берутся интегралы в выражении (14). Внутренний интеграл равен

$$\int_{t'_0}^{t'}\varphi(t'')dt''=\int_{t'_0}^{t'}Hdt''=-H(t'-t_0). \tag{20}$$

Окончательно же будем иметь:

$$\tau=\int_{t_0}e^{-H(t'-t_0)}dt'=\int_{t_o}e^{-Ht'}e^{Ht'_0}dt'=e^{-Ht'_0}\int_{t_0}e^{-Ht'}dt'=-\frac{1}{H}e^{Ht'_0}e^{-Ht'}\Big|_{t_0}^{t}=$$

$$=-\frac{1}{H}e^{Ht'_0}\left(e^{-Ht}-e^{-Ht_0}\right). \tag{21}$$

Как уже указывалось выше, полученный результат можно представить в виде линейной комбинации

$$\tau=a\tau_0+b, \tag{22}$$

в которой компоненты τ_0, a и b определяются выражениями

$$\tau_0=e^{-Ht}, \tag{23}$$

$$a=-\frac{1}{H}e^{Ht'_0}, \tag{24}$$

$$b = \frac{1}{H} e^{Ht'_0} e^{-Ht_0} . \tag{25}$$

Из всех возможных случаев наибольший интерес представляет случай равенства $t'_0 = t_0 = 0$, поскольку у нас есть право выбора той или иной точки начала отсчёта. При этом будем иметь

$$\tau = \frac{1}{H}\left(1 - e^{-Ht}\right) . \tag{26}$$

Следует отметить, что уравнение (18) эквивалентно уравнению (13), а при условии (19) принимает вид

$$\frac{d^2 X_k}{dt^2} + H \frac{dX_k}{dt} = 0 . \tag{27}$$

Одним из решений уравнения (27) для временной компоненты ′ является выражение (26), а решением для пространственной компоненты будут соотношения

$$X = \frac{v_0}{H}\left(1 - e^{-Ht}\right) , \tag{28}$$

$$v = v_0 e^{-Ht} , \tag{29}$$

которые описывают характер изменения координаты X точки прикрепления касательного вектора, имевшего начальную длину в направлении изменения, равную v_0. Не правда ли, какая удивительная пропорция соблюдается между координатой (28) и темпом хода времени (26)? Поневоле придешь к выводу о постоянстве скорости перемещения вектора и его длины, т. е. к консервативной системе.

Действительно, из (26) и (28) можно составить комбинацию

$$X = v_0 \tau , \tag{30}$$

из которой и следует ложный вывод. (Эквивалентность уравнений (13) и (27) способствует этому выводу).

С другой стороны, аналогичная процедура для длины вектора v уже к такому выводу не приводит. Вначале из (26) мы найдём параметр t

$$t = -\frac{1}{H}\ln\left(1 - H\tau\right) . \tag{31}$$

Подставив его в выражение (29), получаем

$$v = v_0 e^{-Ht} = v_0 e^{-H\left[-\frac{1}{H}\ln\left(1-H\tau\right)\right]} = v_0 e^{\ln\left(1-H\tau\right)} = v_0\left(1 - H\tau\right) . \tag{32}$$

Мы нашли, что длина вектора при параллельном переносе уменьшается пропорционально параметру ′. Это, во-первых. А во-вторых, из полученного результата следует вывод о том, что существует такое значение ′, равное

$$T_0 = \frac{1}{H} , \tag{33}$$

при котором длина вектора вообще становится равной нулю. Заметим, что это значение конечно в отличие от параметра t, который должен быть равен бесконечности, чтобы в соответствии с (29) длина вектора стала равной нулю.

Следует также отметить, что при малом значении H получаются приближения:

$$X = \frac{v_0}{H}\left(1 - e^{-Ht}\right) \approx \frac{v_0}{H}\left(1 - 1 + Ht\right) = v_0 t , \tag{34}$$

$$\tau = \frac{1}{H}\left(1 - e^{-Ht}\right) \approx \frac{1}{H}\left(1 - 1 + Ht\right) = t , \tag{35}$$

которые эквивалентны соответствующим соотношениям нерелятивистской, т. е. классической механики.

Таким образом, параметр t с физической точки зрения эквивалентен времени в неподвижной системе отсчёта, а ′ эквивалентен времени в движущейся системе отсчёта. Но, чему, однако, может быть равна геодезическая кривизна Вселенной?

Если использовать (16) и (8), то можно записать

$$K_k\left(t\right) = \varphi\left(t\right)\frac{dX_k}{dt}. \tag{36}$$

Для плоского пространства-времени

$$g^{kl} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}. \tag{37}$$

Тогда геодезическая кривизна по масштабам пространства и времени неподвижного относительно системы отсчёта наблюдателя будет определяться выражением

$$K = \sqrt{g^{kl}K_k\left(t\right)K_l\left(t\right)} =$$

$$= \sqrt{\left(-H\right)^2\left(c^2 - \frac{dX}{dt}\frac{dX}{dt} - \frac{dY}{dt}\frac{dY}{dt} - \frac{dZ}{dt}\frac{dZ}{dt}\right)} = K_0\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \tag{38}$$

в котором приняты обозначения:

$$v^2 = \left(\frac{dX}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dY}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dZ}{dt}\right)^2, \tag{39}$$

$$K_0 = Hc. \tag{40}$$

Одним словом, для неподвижного в среднем относительно Вселенной наблюдателя её кривизна равна K_0. Назовём её статической составляющей геодезической кривизны. Если же кто-то (или что-то) движется со скоростью v, то по масштабам пространства-времени неподвижного наблюдателя геодезическая кривизна Вселенной у движущегося наблюдателя должна определяться выражением (38). Движущийся же наблюдатель определит, что и у него геодезическая кривизна Вселенной равна K_0 (так как, во-первых, в полной формуле для геодезической кривизны dt нужно везде заменить на $d\tau$, а во-вторых, в своей собственной системе отсчёта скорость движения всегда равна нулю).

Таким образом, геодезическая кривизна Вселенной так же, как и многие другие её характеристики, является понятием относительным и зависит от того, по отношению к чему мы её определяем. Статическая же составляющая геодезической кривизны является постоянной величиной и по оценкам автора равна примерно 10^{-10}м/с^2. Численно эта величина равна ускорению силы тяжести на поверхности шара радиуса R_0 и плотности ρ_0, первая космическая скорость на поверхности которого равна скорости света.

4. Обобщённые преобразования Галилея

Полученное уравнение свободного движения (3) не инвариантно относительно преобразований Галилея. Оно оказалось инвариантным относительно группы преобразований вида

$$X' = \frac{v_0}{H}\left(1 - e^{-Ht}\right), \quad t' = t, \tag{41}$$

которую уместно было бы назвать группой обобщённых преобразований Галилея. Действительно, в полупустом пространстве, когда $H \to 0$, имеем

$$X' = X - v_0 t, \tag{42}$$

то есть получаем обычные преобразования Галилея.

Итак, в чём суть инвариантности уравнений (3) относительно обобщённых преобразований Галилея? Сделаем преобразования:

$$X = X' + \frac{v_0}{H}\left(1 - e^{-Ht}\right);$$

$$\frac{dX}{dt} = \frac{dX'}{dt} + \frac{v_0}{H}He^{-Ht} = \frac{dX'}{dt} + v_0 e^{-Ht};$$

$$\frac{d^2X}{dt^2}=\frac{d^2X'}{dt^2}-Hv_0e^{-Ht};$$

$$\frac{d^2X}{dt^2}+H\frac{dX}{dt}=\frac{d^2X'}{dt^2}-Hv_0e^{-Ht}+H\frac{dX'}{dt}+Hv_0e^{-Ht}=\frac{d^2X'}{dt^2}+H\frac{dX'}{dt}=0. \quad (43)$$

Таким образом, получено уравнение, по форме в точности эквивалентное уравнению (3). Вся инвариантность заключается в этом.

Следует, однако, обратить внимание на одно обстоятельство: в абсолютно пустом пространстве (т. е. при $H=0$) не справедливы даже обычные преобразования Галилея, так как при этом из (41) следует:

$$X=X', \quad t=t'. \quad (44)$$

Иными словами, в совершенно пустой Вселенной не должно быть ни массы, ни инерции, ни движения, ни времени, ни масштабов. Еще одно проявление теории относительности в этом есть.

Заключение

Гравитационная вязкость и геодезическая кривизна являются совершенно новыми свойствами Вселенной, которые выявлены «на кончике пера», т. е. которые установлены на основе существования других её свойств. Однако они объясняют среднемасштабную структуру Вселенной, связанную с образованием галактик, наличие выделенной системы отсчёта, направленность протекания физических процессов, отсутствие огромных скоростей движения звёзд и галактик, а также и саму стационарность Вселенной. Эксперимент по прямому измерению космологического красного смещения является единственным космологическим экспериментом по подтверждению наличия гравитационной вязкости и геодезической кривизны Вселенной [1]. Он назван фундаментальным экспериментом, и его можно провести в земной лаборатории. Автор считает, что оборудование LIGO-лаборатории в США является наиболее подходящим для этой цели.

Литература:

1. *Жук Н. А.* Космология. — Харьков: ООО «Модель Вселенной», 2000, 464 с.
2. *Жук Н. А.* Тождество инертной и гравитационной масс доказано!, *Spacetime & Substance*, V. 1, No 1 (2000), pp. 23-28.
3. *Новиков С. П., Фоменко А. Т.* Элементы дифференциальной геометрии и топологии. — М.: Наука, 1987, 432 с.
4. *Чандрасекар С.* Математическая теория чёрных дыр, ч. 1. — М.: Мир, 1986, 276 с.
5. *Жук Н.А.* Космологическое красное смещение как совокупное излучение всех звёзд, *Spacetime & Substance*, V. 1, No 1 (2000), pp. 29-34.
6. Poincaré H. *Rendikonti Del Circolo matematico di Palermo*, 1906, **21**, 129-176.

Zhuck N. A.

On the Universe curvature

It is shown that the Universe is not a conservative system. This property manifests itself physically as the resistance to the material bodies motion, that is called gravitational viscosity, and as the decrease of the light frequency with distance, that is known as red shift, i.e. as loss (diffusion) of energy. On the geometrical point of view, this property manifests itself as the geodesic curvature of the Universe. There are given the general Galileo transformations and it is shown that the new equation of the free motion of the material body is invariant with regard to these transformations.

Keywords: cosmology, Universe curvature, gravitational viscosity, red shift.

Статья поступила в редакцию 14.06.2001