УДК 530.12; 530.51

А. М. Баранов[1]

КОНФОРМНО-ГАЛИЛЕЕВА 4-МЕТРИКА И КИНЕМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА

Показано, что переход из системы отчета, в которой открытые космологические модели описываются конформно-галилеевой 4-метрикой пространства-времени, в кинеметрическую систему отсчета , эквивалентен переходу в синхронную систему отсчета.

Ключевые слова: конформно-галилеева метрика, космологические модели, монадный формализм, кинеметрические системы отчета, синхронные системы отсчета.

PACS: 04.20.-q; 04.20.Cv

Введение

В физике принято использовать различные системы координат, но, с другой стороны, именно в физике появились понятия тела отсчета и системы отсчета, связанные с конкретными или воображаемыми физическими телами. В общей теории относительности как раз стало существенным различие между системами координат и системами отсчета.Это в первую очередь связано с ковариантностью уравнений Эйнштейна относительно произвольных преобразований координат, не имеющих особого физического смысла без привязки к конкретной системе отчета. Поэтому при описании физических эффектов на первый план выходит описание их в различных системах отсчета, в каждой из которых может быть выбрана удобная для исследователя система координат, позволяющая провести вычисления. Существует много методов задания систем отсчета (см., например, [1]- [3]), но здесь целесообразно кратко остановиться на монадном подходе, обобщающем хронометрические инварианты Зельманова[2] ([4]- [5]).

1. Хронометрические и кинеметрические системы отсчета

Тело отсчета рассматривается как система материальных точек, идеализированным изображением которых в пространстве-времени служит конгруэнция временноподобных мировых линий. Этой конгруэнции сопоставляется поле единичных временноподобных векторов (монад) τ^μ, касательных к линиям конгруэнции ([1], [7]) в 4-пространстве-времени (греческие индексы пробегают значения $0, 1, 2, 3$). Физически этот вектор интерпретируется как 4-скорость соответствующего наблюдателя (прибора) системы отсчета: $\tau^\mu \equiv u^\mu = dx^\mu/ds$; $\tau^\mu\tau_\mu = 1$ (ds – пространственно-временной интервал в четырехмерном пространстве-времени). Тем самым временная компонента некоторого тензора, например, $T_{\mu\nu}$, определяется как проекция этого тензора по всем индексам на векторное поле $\tau^\mu : T_{\mu\nu}\tau^\mu\tau^\nu$. Пространственные же компоненты тензора в заданной системе отсчета находятся путем проектирования с помощью 3-проектора, построенного из метрического тензора и монады, $b_{\mu\nu} = \tau_\mu\tau_\nu - g_{\mu\nu}$, следующим образом: $T_{\mu\nu}b^\mu_\alpha b^\nu_\beta$, при этом $b_{\mu\nu}\tau^\nu = 0$, $b_{\mu\nu}b^\mu_\lambda = -b_{\mu\lambda}$. Тензор $b_{\mu\nu}$ следует рассматривать как 3-метрику 3-площадки, ортогональной τ^μ, при локальном (1+3)-расщеплении. Такое расщепление отвечает асимметрии пространства и времени.

Пользуясь этими замечаниями, нетрудно трансформировать общую запись 4-интервала как

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = (\tau_\mu\tau_\nu - b_{\mu\nu})\, dx^\mu dx^\nu = d\tau^2 - dl^2, \tag{1.1}$$

где $d\tau = \tau_\mu dx^\mu$ – временная составляющая смещения dx^μ (физическое время); $dl^2 = b_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu$ – квадрат элемента длины 3-площадки.

Эффективность монадного метода проявляется в специальных системах координат (см., например, [1]),

[1]E-mail: alex_m_bar@mail.ru; Baranov@stfi.ru

[2]Термины монада и монадный формализм предложены А.Л.Зельмановым [6].

$$\tilde{x}^0 = \tilde{x}^0 \left(x^0, x^1, x^2, x^3,\right), \quad \tilde{x}^i = \tilde{x}^i \left(x^1, x^2, x^3\right), \tag{1.2}$$

где переменные (x^0, x^i) с тильдой и без нее принадлежат разным системам координат (латинские индексы пробегает значения $1, 2, 3$).

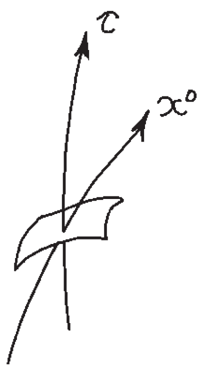

Рис. 1. Конгруэнции мировых линий системы отсчета τ и линий времени x^0 в общем случае не совпадают

В общем случае конгруэнция мировых линий системы отсчета τ и линий координатного времени x^0 $(x^i = const)$ не совпадают (рис.1). Однако, если смешанные компоненты g_{0i} ковариантного метрического тензора равны нулю, то конгруэнция координатных линий x^0 совпадает с конгруэнцией временноподобных мировых линий систем отсчета τ. Такие системы координат называют физическими, сопутствующими системе отсчета или хронометрическими ([1], [7]). В этом случае обе конгруэнции (координатная и мировых линий) совмещены определенным образом и можно говорить о хронометрической системе отсчета. В хронометрических системах координат монада калибруется следующим образом (в сопутствующей системе отсчета):

$$\tau^\mu = g_0^\mu / \sqrt{g_{00}}. \tag{1.3}$$

Однако существует еще класс систем отсчета, называемый нормальными системами отсчета, то есть системами без вращения. В этом случае возможно введение однопараметрической совокупности 3-мерных пространственноподобных гиперповерхностей $f_{(\alpha)}(x^\beta) = 0$, так что монада τ^μ может быть взята пропорциональной нормалям к этим гиперповерхностям $\varphi\left(x^\gamma\right)\tau_\mu = \partial f_{(\alpha)}(x^\beta)/\partial x^\mu$ ([1]). Таким образом вводится глобальное (1+3)-расщепление пространства-времени.

С конгруэнцией нормалей можно связать такую систему координат, что уравнение гиперповерхностей $x^0 = const$ будет определять семейство гиперповерхностей, нумеруемых временноподобной координатой. Такая система координат называется кинеметрической[3] и в ней монада калибруется как (см, например, [1])

$$\tau_\mu = g_\mu^0 / \sqrt{g^{00}}. \tag{1.4}$$

При таком совмещении координатных линий и нормальной конгруэнции говорят о кинеметрической системе отсчета.

Кинеметрическая система координат определена неоднозначно, поэтому существует система кинеметрических преобразований таких координат в рамках одной системы отсчета:

$$\tilde{x}^0 = \tilde{x}^0 \left(x^0\right), \quad \tilde{x}^i = \tilde{x}^i \left(x^0, x^1, x^2, x^3\right). \tag{1.5}$$

2. Конформно-галилеева метрика, открытые космологические модели и кинеметрические системы отсчета

В монографии [2] и работе [10] для описания открытой космологической модели Фридмана и ее обобщения на случай наличия излучения используется конформно-галилеева метрика пространства-времени, введенная в монографии [9] (подход В.А.Фока),

[3] Метод кинеметрических инвариантов (монадный подход в кинеметрических системах координат) и его название предложены А.Л.Зельмановым в [8].

$$ds^2 = exp(2\sigma)\,\delta_{\mu\nu}x^\mu x^\nu = exp(2\sigma)(dx^{0\,2} - dx^{1\,2} - dx^{2\,2} - dx^{3\,2}), \tag{2.1}$$

где $\delta_{\mu\nu} = diag(1, \delta_{ij}) = diag(1, -\delta^i_j) = diag(1, -1, -1, -1)$ – метрический тензор пространства Минковского; функция $\sigma = \sigma(S)$; $S^2 = x^{0\,2} - r^2$; $r^2 = \delta^i_j x^i x^j = (x^1)^2 + (x^2)^2 + (x^3)^2$; $x^0 = ct$ – временноподобная координата, а x^j – пространственноподобные переменные; при $S \to \infty$ $exp(2\sigma) \to 1$. Скорость света c далее выбирается равной единице.

В упомянутых выше источниках [2], [9], [10] ковариантные компоненты 4-скорости u_μ выбраны в виде

$$u_\mu = (\exp(\sigma))\, S,_\mu = (\exp(\sigma))\, b_\mu, \tag{2.2}$$

что как раз и является примером введения нормальной системы отсчета.

Векторы $b_\mu = S,_\mu$ суть нормали к поверхностям $S(x^\alpha) = \left(\delta_{\alpha\beta}x^\alpha x^\beta\right)^{1/2} = const$, которые представляют собой поверхности «сфер» в пространстве-времени (гиперболоиды вращения). Исследуем теперь условия, при которых эта система отсчета превратится в кинеметрическую систему отсчета.

Ясно, что необходимо развернуть в пространстве-времени координатные реперы так, чтобы координатная сетка удовлетворяла условиям кинеметричности, а монада $\tau_\mu \equiv u_\mu$ была бы пропорциональна δ^0_μ. Этого результата можно достигнуть, разворачивая монаду в направлениях, противоположных повороту координатного базиса, так как эти операции эквивалентны.

Перейдем в касательное пространство-время с тетрадной метрикой $g_{(\alpha)(\beta)} \equiv \delta_{\alpha\beta}$ путем проектирования всех тензорных величин с помощью тетрад:

$$g_{(\alpha)}{}^\mu = \delta^\mu_\alpha \exp(-\sigma)\,. \tag{2.3}$$

Тогда в касательном 4-пространстве-времени имеем запись тетрадных компонент монады в виде

$$\tau^{(\alpha)} = g^{(\alpha)\mu}\tau_\mu = \delta^{\alpha\beta}b_\beta = x^\alpha/S. \tag{2.4}$$

Теперь мы можем применить к $\tau^{(\alpha)}$ обычные операции поворота как чисто пространственные, так и пространственно-временные.

Применим сначала к монаде (2.4) операцию поворота на 3-мерной гиперповерхности в 2-мерном сечении переменных x^2 и x^3 на угол φ :

$$\tilde{\tau}^{(\gamma)} = \left(L_1{}^{(\gamma)}{}_{(\delta)}\right)\tau^{(\delta)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\varphi & \sin\varphi \\ 0 & 0 & -\sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^0/S \\ x^1/S \\ x^2/S \\ x^3/S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\tau}^{(0)} \\ \tilde{\tau}^{(1)} \\ \tilde{\tau}^{(2)} \\ \tilde{\tau}^{(3)} \end{pmatrix}, \tag{2.5}$$

где теперь потребуем для компоненты $\tilde{\tau}^{(3)}$ равенства $\tilde{\tau}^{(3)} = 0$.

Это приводит к следующему соотношению для угла поворота φ :

$$\operatorname{tg}\varphi = x^3/x^2, \tag{2.6}$$

а для компоненты $\tilde{\tau}^{(2)}$ к выражению

$$\tilde{\tau}^{(2)} = \left(\left(x^2\right)^2 + \left(x^3\right)^2\right)^{1/2}/S \equiv \tilde{x}^2/S, \tag{2.7}$$

где $\tilde{x}^2$ – новая переменная, полученная с учетом соотношений $1/cos^2\varphi = 1 + tg^2\varphi$ и (2.6).

Далее на той же гиперповерхности в 2-мерной плоскости переменных x^1 и $\tilde{x}^2$ произведем поворот монады $\tilde{\tau}^{(\gamma)}$ на угол θ :

$$\overset{\wedge}{\tau}{}^{(\beta)} = \left(L_2{}^{(\beta)}{}_{(\gamma)}\right)\tilde{\tau}^{(\gamma)} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ 0 & -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^0/S \\ x^1/S \\ \tilde{x}^2/S \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overset{\wedge}{\tau}{}^{(0)} \\ \overset{\wedge}{\tau}{}^{(1)} \\ \overset{\wedge}{\tau}{}^{(2)} \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{2.8}$$

Наложим условие $\overset{\wedge}{\tau}{}^{(2)} = 0$, приводящее к следующему соотношению для угла поворота θ :

$$\operatorname{tg}\theta = \tilde{x}^2/x^1, \tag{2.9}$$

при этом компоненты нового вектора $\overset{\wedge}{\tau}{}^{(\beta)}$ суть

$$\overset{\wedge}{\tau}{}^{(2)} = \overset{\wedge}{\tau}{}^{(3)} = 0; \quad \overset{\wedge}{\tau}{}^{(1)} = r/S, \tag{2.10}$$

где расстояние r есть инвариант относительно пространственных поворотов.

Осталось развернуть вектор $\overset{\wedge}{\tau}{}^{(\alpha)}$ в 2-мерной пространственно-временной плоскости переменных $x^0 = t$ и $\hat{x}{}^1 = r$ (гиперболический поворот). Для этого запишем

$$\overset{\vee}{\tau}{}^{(\alpha)} = \left(L_3{}^{(\alpha)}{}_{(\beta)}\right)\overset{\wedge}{\tau}{}^{(\beta)} \begin{pmatrix} \operatorname{ch}\psi & \operatorname{sh}\psi & 0 & 0 \\ \operatorname{sh}\psi & \operatorname{ch}\psi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^0/S \\ \hat{x}{}^1/S \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overset{\vee}{\tau}{}^{(0)} \\ \overset{\vee}{\tau}{}^{(1)} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{2.11}$$

Приравнивая $\overset{\vee}{\tau}{}^{(1)}$ нулю, находим соответствующий угол поворота, определяемый выражением

$$\operatorname{th}\psi = -r/t, \tag{2.12}$$

при этом $\overset{\vee}{\tau}{}^{(0)} = 1$ с учетом (2.12) и соотношения $1/ch^2\psi = 1 - th^2\psi$.

Результирующий поворот исходной монады $\tau^{(\delta)}$ в итоге может быть записан в виде

$$\overset{\vee}{\tau}{}^{(\gamma)} = L_3^{(\gamma)}{}_{(\beta)} L_2^{(\beta)}{}_{(\alpha)} L_1^{(\alpha)}{}_{(\delta)} \tau^{(\delta)} = \delta_0^\gamma, \tag{2.13}$$

где $L_i^{(\mu)}{}_{(\nu)}$ – матрицы поворотов, описанные выше и расставленные в порядке выполнения операций.

Возвращаясь к тензорным обозначениям, приходим к требуемому результату, совпадающему с (1.4),

$$\overset{\vee}{\tau}{}_\mu = g_{(\gamma)\mu}\overset{\vee}{\tau}{}^{(\gamma)} = g_{(\gamma)}{}^\nu g_{\nu\mu}\delta_0^\gamma = \delta_{0\mu}\exp(\sigma) = g_{0\mu}\exp(-\sigma) = g_\mu^0\exp(\sigma) = g_\mu^0/\sqrt{g^{00}}, \tag{2.14}$$

то есть получаем кинеметрическую калибровку монады.

Физическое время, являясь скаляром, может быть представлено в следующей записи при учете инвариантности сверток относительно проведенных поворотов в пространстве-времени:

$$\begin{gathered} d\tau = \tau_\mu dx^\mu = \exp(\sigma)\, dS = \tau_{(\alpha)}dx^{(\alpha)} = \overset{\vee}{\tau}{}_{(\alpha)} d\overset{\vee}{x}{}^{(\alpha)} = \\ \delta_{\alpha\beta}\overset{\vee}{\tau}{}^{(\alpha)} d\overset{\vee}{x}{}^{(\beta)} = g_{(0)\mu} d\overset{\vee}{x}{}^{\mu} = \exp(\sigma)\, g_\mu^0 d\overset{\vee}{x}{}^{\mu} = \exp(\sigma)\, d\overset{\vee}{x}{}^{0}. \end{gathered} \tag{2.15}$$

Таким образом, как и следовало ожидать, $\overset{\vee}{x}{}^0 \equiv S$ становится временноподобной координатой, а $\overset{\vee}{x}{}^0 = const$ задает семейство гиперповерхностей с нормалями, коллинеарными монаде τ_μ. При этом собственное (физическое) время вводится вдоль временноподобной переменной S.

Так как взятый метрический тензор пространства-времени (2.1) в силу его диагональности не меняется при проведении операций поворота, то 3-метрика (3-проектор) записывается как

$$\overset{\vee}{b}_{\mu\nu} = \overset{\vee}{\tau}{}_\mu\overset{\vee}{\tau}{}_\nu - g_{\mu\nu} = \overset{\vee}{\tau}{}^{(\gamma)} = (\delta_{0\mu}\delta_{0\nu} - \delta_{\mu\nu})\exp(2\sigma) \tag{2.16}$$

или явно

$$\overset{\vee}{b}_{\mu\nu} = diag\left(0, \overset{\vee}{b}_{ij}\right), \tag{2.17}$$

где $\overset{\vee}{b}_{ij} = -\delta_{ij}\exp(2\sigma) = \delta_j^i\exp(2\sigma)$.

В силу инвариантности скаляров ds и $d\tau$ для физической 3-метрики dl^2 из (1.1) в случае локального (1+3)-расщепления запишем следующие равенства:

$$dl^2 = b_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \overset{\vee}{b}_{\mu\nu} d\overset{\vee}{x}{}^{\mu} d\overset{\vee}{x}{}^{\nu} = \overset{\vee}{b}_{ij} d\overset{\vee}{x}{}^{i} d\overset{\vee}{x}{}^{j} = \exp(2\sigma)\, \delta^i_j d\overset{\vee}{x}{}^{i} d\overset{\vee}{x}{}^{j}. \tag{2.18}$$

Тогда 4-интервал (1.1) перепишется в виде, совпадающим с определением элемента 4-интервала для синхронной системы отсчета (см., например, [1], формула (97.2))

$$ds^2 = (d\tau)^2 - (dl)^2 = (d\tau)^2 - \overset{\vee}{b}_{ij} d\overset{\vee}{x}{}^{i} d\overset{\vee}{x}{}^{j} = (d\tau)^2 - \exp(2\sigma)\, \delta^i_j d\overset{\vee}{x}{}^{i} d\overset{\vee}{x}{}^{j} = (d\tau)^2 - \exp(2\sigma)\, dL^2. \tag{2.19}$$

С другой стороны, для открытой космологической модели квадрат элемента пространственного расстояния dL^2 в трехмерном изотропном пространстве с отрицательной кривизной, как известно, может быть записан в координатах r, θ, φ в виде

$$dL^2 = \delta^i_j d\overset{\vee}{x}{}^{i} d\overset{\vee}{x}{}^{j} = \frac{dr^2}{1 + r^2/a_0^2} - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \tag{2.20}$$

где $a_0 = const$ – фиксированный радиус четырехмерной пространственноподобной гиперсферы.

Далее, выбирая $a_0 \equiv S = const,\ r = S\,\mathrm{sh}\,R$ и подставляя в (2.19), получим

$$ds^2 = exp(2\sigma)\left(dS^2 - S^2\left(dR^2 + \mathrm{sh}^2 R\,(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)\right)\right) \tag{2.21}$$

или вводя собственное (физическое) время согласно соотношению (2.15) из (2.21) получим запись конформно-галилеевой 4-метрики в синхронной системе отчета (см., например, [1], формула (113.2)))

$$ds^2 = d\tau^2 - a^2(\tau)\, dl_0^2, \tag{2.22}$$

где $a(\tau) = S\,exp(\sigma(\tau)) = S\,(d\tau/dS)$ – радиус открытой космологической модели, $dl_0^2 = dR^2 + \mathrm{sh}^2 R\,(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)$ – элемент квадрата длины гиперболического 3-пространства со скалярной кривизной $R_0^{(3)} = -1$ (геометрическое 3-пространство).

Если же исходный метрический интервал (2.1) записать как

$$ds^2 = exp(2\sigma)\,\delta_{\mu\nu} x^\mu x^\nu = exp(2\sigma)(dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \tag{2.23}$$

и затем использовать преобразование

$$t = S\,\mathrm{ch}\,R; \qquad r = S\,\mathrm{sh}\,R, \tag{2.24}$$

то выражение (2.23) сразу трансформируется в 4-интервал вида (2.21)

Скалярная кривизна 3-пространства с физической метрикой dl^2 записывается через $a(\tau)$ в виде соотношения, указывающего на незамкнутость 3-пространства, $R^{(3)} = -1/a^2(\tau)$, и при $S \to \infty$ получаем $R^{(3)} \to 0$.

3. Заключение

В космологии для описания различных космологических моделей зачастую используют синхронную систему отсчета. Однако существует подход Фока, связанный с введением конформно-галилеевой метрики, которая может быть использована для описания открытых космологических моделей, таких как открытая вселенная Фридмана. Эта метрика имеет ряд преимуществ по сравнению с выбором метрики в синхронных координатах, в которых решение записывается в параметрическом виде.

Конформно-галилеевы метрики связаны с нормальными системами отчета, то есть системами без вращения. В таких системах отсчета можно ввести 4-скорость (монаду Зельманова) пропорциональную нормали к 3-гиперповерхности.

С конгруэнцией нормалей можно связать систему координат такую, чтобы семейство 3-гиперповерхностей (ортогональных монаде) нумеровалось временноподобной координатой. Такая система координат называется кинеметрической. Если еще совместить координатные линии времени и нормальной конгруэнции, то получим кинеметрическую систему отсчета.

Чтобы совместить направление выбранной монады с линией времени, необходимо в касательном 4-пространстве-времени произвести соответствующие повороты монады. После такой процедуры система отчета оказывается кинеметрической. Введение собственного (физического) времени вдоль временноподобного направления приводит к записи метрики в синхронной системе отсчета. При этом конформно-галилеева метрика в этой системе отсчета принимает явный вид для открытой изотропной космологической модели.

Следовательно, переход в кинеметрическую систему отсчета и введение собственного времени эквивалентно переходу в синхронную систему отсчета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Владимиров Ю.С. Системы отсчета в теории гравитации. М.: Энергоиздат, 1982. 256 с.
2. Мицкевич Н.В. Физические поля в общей теории относительности. М.: Наука, 1969. 326 с.
3. Mitskievich N.V. Relativistic Physics in Arbitrary Reference Frames. New York: Nova Science Publishers, Inc., 2006.
4. Зельманов А.Л. Хронометрические инварианты и сопутствующие координаты в общей теории относительности //ДАН СССР. 1956. Т.107. № 6. С. 815-818.
5. Зельманов А.Л. Хронометрические инварианты. Rehoboth, New Mexico: Amer. Research Press, 2006. 227 с.
6. Зельманов А.Л. Ортометрическая форма монадного формализма и ее отношение к хронометричесим и кинеметрическим инвариантам //ДАН СССР. 1976. Т.227. С.78-81.
7. Мицкевич Н.В. Системы отсчета и конструктивный подход к наблюдаемым в общей теории относительности //Эйнштейновский сборник, 1971. М.: Наука, 1972. С.67-87.
8. Зельманов А.Л. Кинеметрические инварианты и их отношение к хронометрическим инвариантам в теории тяготения Эйнштейна //ДАН СССР. 1973. Т.209. № 4. С. 822-825.
9. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1961. 563 с.
10. Баранов А.М., Савельев Е.В. Сферически-симметричное светоподобное излучение и конформно-плоские пространства-времена//Изв. вузов. Физика. 1984. №7. С.32-35.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988. 512 с.

Поступила в редакцию 01.02.2012

Баранов Александр Михайлович, д. ф.-м. н., профессор,
Красноярский государственный педагогический университет, 660049, Россия, г.Красноярск, ул. Ады Лебедевой, 89 E-mail: alex_m_bar@mail.ru; Baranov@stfi.ru

A. M. Baranov
Conformally Galilean 4-metric and Kinemetric Reference Frames

Keywords: conformally Galilean metric, cosmological models, monad formalism, kinemetric referance frames, synchronous reference frames.

PACS: 04.20.-q; 04.20.Cv

In cosmology the synchronous reference frames are used for description of the different cosmological models. But there is the Fock approach which is connected with the conformally Galilean metric. This metric can describe the open cosmological models such as the open Universe of Friedman. Such metric has a number of advantages compared to the metric in the synchronous coordinates. For example, solutions in these coordinates are written down in a parametric form.

The conformally Galilean metrics are connected to the normal reference frames, i.e. with reference frames without a rotation. In such frames of reference it is possible to introduce 4-velocity (the Zelmanov monad) which is proportionate to a normal vector to 3-hypersurface.

It is possible to relate a system of coordinates with a direction of a normal vector (of the monad) which is orthogonal to 3-hypersurface. Then the set of 3-hypersurfaces can be numbered by the timelike coordinate. Such system of coordinates is termed a kinemetric system of coordinates. If to combine the coordinate line of time with the direction of normal vector (of the monad) to 3-hypersurface, we will get the kinemetric frame of reference.

To unite a direction of the chosen monad with a line of time, it is necessary to effect corresponding rotational displacements of the monad in the tangent 4-space-time. After such procedure the reference frame will be the kinemetric frame of reference. Introduction of the proper (physical) time lengthways of a timelike direction leads to a metric in the synchronous frame of reference. Thus in this frame of reference the conformally Galilean metric can be written down in an explicit form for the open isotropic cosmological model.

Hence, a transition into the kinemetric frame of reference and an introduction of the proper time it is equivalent to transition into the synchronous frame of reference.

REFERENCES

1. Vladimirov Yu.S. *Reference Frames in the Gravitation Theory*, Moscow: Energoizdat, 1982, 256 p.(in Russian)
2. Mitskievich N.V. *Physical Fields in General Relativity*, Moscow: Nauka, 1969, 326 p. (in Russian)
3. Mitskievich N.V. *Relativistic Physics in Arbitrary Reference Frames*, New York: Nova Science Publishers, Inc., 2006.
4. Zelmanov A.L. Chronometric Invariants and co-moving coordinates in general relativity, *DAN USSR*, 1956, vol.107, no.6, pp. 815-818.
5. Zelmanov A. *Chronometric Invariants. Dissertation, 1944*. Rehoboth, New Mexico: Amer.Research Press, 2006. 233 p.
6. Zelmanov A.L. Orthometric Form Of Monadic Formalism And Its Relation To Chronometric And Kinemetric Invariants, *DAN USSR*,1976, vol.227, no.1, pp.78-81.
7. Mitskievich N.V. Reference frames and the constructional approach to observed magnitudes in general relativity, *Einstein collected book, 1971*, Moscow: Nauka, 1972. pp.67-87.
8. Zelmanov A.L. Kinemetric Invariants And Their Relation To Chronometric Invariants Of Einstein Theory Of Gravity, *DAN USSR*, 1973, vol.209, no.4, pp. 822-825.
9. Fock V.A. *The Theory of Space, Time and Gravitation*, New York: Pergamon, U.S.A., 1964 (2nd edition).
10. Baranov A.M., Saveljev E.V. Spherically symmetric lightlike radiation and conformally flat space-times, *Russ. Phys. J.*, 1984, vol.27, no.7, pp. 569-572.
11. Landau L.D., Lifshitz E.M. *The classical Theory of Fields*, Moscow: Nauka, 1988 (in Russian).

Received 01.02.2012

Baranov Alexandre Mikhailovich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor,
Krasnoyarsk State Pedagogical University, 89 Ada Lebedeva St., Krasnoyarsk, 60049, Russia
E-mail: alex_m_bar@mail.ru; Baranov@stfi.ru