УДК 514.1/512.64/530.12

MSC2020: 15A/51F/53B30/83-02

Нинул Анатолий Сергеевич, кандидат наук

Член Math-Net.Ru

Россия, Москва

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ДЕЙСТВИЯ ПОТЕНЦИАЛОВ ОТ УСКОРЕНИЯ И ГРАВИТАЦИИ НА ВРЕМЯ И МИРОВЫЕ ЛИНИИ В ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ МИНКОВСКОГО ВМЕСТО ЕГО ИСКРИВЛЕНИЯ

Аннотация

В статье с позиций предмета "Тензорная Тригонометрия" от его автора установлено, что проблема несовместимости Теории Относительности и Релятивистской Квантовой Механики есть искусственная. Мы выявили истинную природу искривляющих действий, но в пространстве-времени Минковского, внутренним ускорением и/или напряжённостью гравитации – дифференциально эквивалентными. С потенциалом Вселенной $П_0$ изучены актуальные вопросы о происхождении скорости света «с» и есть ли она константа во Вселенной, и о генезисе полной энергии массы $E=mc^2$.

Ключевые слова: тензорная тригонометрия, симметричный и генеральный тензоры движений, полярное разложение, тензор аксиальных ротаций, симметричный и генеральный тензоры энергии и моментов, теорема Пифагора для 3х моментов, гиперболическая геометрия, угловые девиации, прецессия Томаса, теория относительности, группа Пуанкаре, ортопроцессия, суммирование 4- и 3-скоростей, теорема Пифагора для 4- и 3-ускорений, замедления времени косинусные и потенциальные, все GR-эффекты, потенциал Вселенной, скорость света, энергия массы.

Ninul Anatoly Sergeevich, D.Ph.

Member of Math-Net.Ru

Russia, Moscow

EQUIVALENT ACTIONS OF POTENTIALS FROM ACCELERATION AND GRAVITATION ON THE TIME AND WORLD LINES IN THE MINKOWSKI SPACE-TIME INSTEAD ITS CURVING

Abstract

In the article, with points of view of new math subject “Tensor Trigonometry” from author-himself, we showed that a long-standing problem of inconsistency of Theory of Relativity and Relativistic Quantum Mechanics in presence of gravity is artificial. We revealed true nature of curving actions, but in Minkowski space-time, by inner acceleration or/and intensity of gravity – differentially equivalent. Through the Universe potential Π_0, we discussed actual questions about generation of the light velocity «c» and, whether it is constant in the Universe, and about genesis of the full energy of mass $E=mc^2$.

Key words: tensor trigonometry, symmetric and general tensors of motions, polar decomposition, tensor of axial rotations, symmetric and general tensor of energy and moments, Pythagorean theorem for three momenta, hyperbolic geometry, angular deviations, Thomas precession, theory of relativity, Poincaré group, orthoprocession, summing 4- and 3-velocities, Pythagorean theorem for 4- and 3-accelerations, time dilations cosine and potential, all GR-effects, the Universe potential, light velocity, mass energy.

Глава 1. Введение.

В последние десятилетия в теоретической физике выявился очередной фундаментальный кризис после многочисленных, но всегда безуспешных попыток, примирить Общую Теорию Относительности Эйнштейна (ОТО) и Релятивистскую Квантовую Механику Дирака (РКМ).

Причиной кризиса, давно осознанной прозорливой частью релятивистов, является несоответствие искривлённого 4D пространства-времени ОТО условиям Теоремы Нётер [1] для Законов сохранения и Законам КМ, но которым 4D пространство-время Пуанкаре Q^{3+1} и Минковского P^{3+1} соответствуют. Оно же применяется в РКМ Дирака [4] и в теории инерции материи Хиггса [5]. Мечта Эйнштейна с 1931 о финальной единой теории всех 4х взаимодействий (в т.ч. с гравитацией) вошла затем логично и в противоречие с теоремой Гёльдера о неполноте. Неустанные попытки ряда энтузиастов этой гипотетической теории, даже с обильными грантовыми поддержками, стали в ОТО сродни решениям проблем "квадратуры круга" и "вечного двигателя". Казалось бы, явное математическое несоответствие криволинейного и плоского континуумов ОТО и РКМ вполне очевидно. Однако в этой застойной проблеме инерционную негативную роль сыграл сложившийся за более, чем 100 лет, консерватизм очень влиятельной части релятивистского сообщества, приверженцев геометрической ОТО – всё более эзотерического и агрессивного. Так, чтобы её отстоять, упорные апологеты ОТО даже вводят ad hoc новые и явно избыточные понятия!? Хотя ОТО, появившись, сразу же ликвидировала преобразования Лоренца и 3D гиперпространство Лобачевского [6] для суммирования главных гиперболических движений, их углов, скоростей, а также многое другое!

Однако P^{3+1} реально используется естественным образом в ТО, РКМ и электромагнетизме Максвелла. Для работы в нём с действием гравитации предлагалось применять 2 метрического тензора – Минковского и Римана. Впервые такую яркую примиряющую идею выдвинул и реализовал Розен – ассистент и коллега Эйнштейна в Принстонском университете [7]. Но наиболее развитой с двумя тензорами оказалась Релятивистская Теория Гравитации Логунова [8] с классическим полевым подходом к гравитации с описанием движений в наблюдательном псевдоримановом пространстве. Биметрические теории применяют то же абсолютное тензорное исчисление с ковариантным дифференцированием для движений и всех GR-эффектов.

Иногда решение застойного вопроса лежит без новых усложнений и где-то в его истоке. Автор подходил к его разрешению необычно – попутно с применением нового математического предмета, опубликованного им впервые с 2004 в монографии "Тензорная Тригонометрия" [9], с его последовательным изложением и первоочередным использованием в геометрических и физических областях, в том числе в ТО и КМ. В его английском и последнем от автора 3-ем издании "Tensor Trigonometry" [10] – самом расширенном и обновлённом, он вышел в свет в начале 2025. Предмет предназначен, например, для наглядного анализа в однородных и изотропных бинарных пространствах и на их гиперповерхностях радиус-параметра «R» с неевклидовыми геометриями. Тензорная Тригонометрия использует простой тензорный и векторный анализ *с ортогональным дифференцированием и интегрированием*! С ним законы и GR-эффекты ТО излагаются *без искривления* пространства-времени, например, в *овеществленном* псевдоевклидовом пространстве-времени Минковского P^{3+1} или в исходном *комплексном* квазиевклидовом пространстве-времени Пуанкаре Q_c^{3+1} с *мнимой* стрелой времени {ict}, направленной в будущее.

Глава 2. Неевклидов гиперболический, евклидов ортосферический и общий псевдоевклидов тензоры дискретных преобразований и ротаций.

В ТО Пуанкаре [2], все 4 координаты центра массы объекта N в базисах E_1 и E выражаются в тригонометрической форме пассивной или активной чистой ротацией на угол iγ в комплексном Q_c^{3+1}, идентичной гомогенным преобразованиям Лоренца [11], названными так Пуанкаре для однородного и изотропного пространства-времени с евклидовым метрическим тензором $\{I^+\}$ и с его же рефлектор тензором $\{I^{+-}\}$ [9, с. 154], [10, с. 137] (cosα=±1):

$$\begin{bmatrix} \cos i\gamma & 0 & 0 & \pm\sin i\gamma\cdot\cos\alpha \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \mp\sin i\gamma\cdot\cos\alpha & 0 & 0 & \cos i\gamma \end{bmatrix} \cdot \begin{vmatrix} x_1^{(1)} \\ x_2^{(1)} \\ x_3^{(1)} \\ ict^{(1)} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cosh\gamma\cdot x_1^{(1)} \mp \sinh\gamma\cdot\cos\alpha\cdot ct^{(1)} \\ x_2^{(1)} \\ x_3^{(1)} \\ i[\cosh\gamma\cdot ct^{(1)} \mp \sinh\gamma\cdot\cos\alpha\cdot x_1^{(1)}] \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ ict \end{vmatrix}.$$

В трактовке Пуанкаре 4-я координата есть мнимая и приведена к единой метрике фактором «ic» (скорость света в вакууме). Это придало его новому 4D пространству-времени однородность и изотропность, а скорости v – её максимум «c», что есть Постулат Эйнштейна в его версии СТО [12], но как *следствие* из max{tanh γ}=1. Такое же действие, но в 4D форме выражает наш 4х4-тензор движения rothΓ=F(γ, $\mathbf{e}_\alpha$) – см. в [9, с. 232] или [10, с. 202] в пространстве-времени Минковского P^{3+1} с тензором Минковского $\{I^{+-}\}$:

$$roth\ \Gamma = \left[\begin{array}{c|c} I_{3\times3} + (\cosh\gamma - 1)\cdot\mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha & \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}_\alpha \\ \hline \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}'_\alpha & \cosh\gamma \end{array}\right] = \left[\begin{array}{c|c} \overrightarrow{\mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha} + \cosh\gamma\cdot\overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha} & \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}_\alpha \\ \hline \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}'_\alpha & \cosh\gamma \end{array}\right], \qquad (1)$$

где $\overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha} = \mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha$ и $\overrightarrow{\mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha} = I_{3\times3} - \mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha$ – *собственные проекторы* в $\mathcal{E}^3$ [9].

При 2х ступенчатых *неколлинеарных* гиперболических движениях в P^{3+1} возникает дополнительная *ортосферическая* ротация Θ, выявленная в 1914 Зильберштейном как кинематический эффект ТО [13]. Она фигурирует в базисе E_1 в канонической форме в нашем генеральном псевдоевклидовом 4х4-тензоре движения и в его полярном разложении на гиперболическую rothΓ и ортосферическую rotΘ ротации [10, с. 231]. Эти две ротации во всех их сочетаниях дают у нас *полную и непрерывную* группу Лоренца (!) В (n+1)-D пространствах и на их *совершенных* гиперповерхностях радиуса R их n-D ротации и движения изоморфны (!) Для 2х и k-ступенчатых rothΓ_k и даже для интегральных движений с метрическим тензором $\{I^{+-}\}$ имеем:

$$roth\{\Gamma,\Theta\} = roth\ \Gamma\cdot\overrightarrow{rot}\ \Theta_{4\times4} = \prod_{k=1}^{s} roth\ \Gamma_k = \left[\begin{array}{c|c} [\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3} + (\cosh\gamma - 1)\cdot\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}} & \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}_\sigma \\ \hline \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}} & \cosh\gamma \end{array}\right] = \qquad (2)$$

$$= \left[\begin{array}{c|c} I_{3\times3} + (\cosh\gamma - 1)\cdot\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_\sigma & \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}_\sigma \\ \hline \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}'_\sigma & \cosh\gamma \end{array}\right] \cdot \left[\begin{array}{c|c} [\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3} & \mathbf{0} \\ \hline \mathbf{0}' & 1 \end{array}\right];\ \mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_\sigma = \overleftarrow{\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_\sigma},\quad \mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}} = \cos\theta\cdot\overleftarrow{\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}}}. \qquad (3)$$

Г и γ есть угол гиперболической ротации вокруг реперной оси {ct} в ТО или оси ординаты {y} в (3+1)-D псевдоевклидовом пространстве при её финальном направлении $\mathbf{e}_\sigma$. Гиперболический угол γ определяет проекции 4-скорости Пуанкаре **c** на $E^{3(1)}$ как 3-скорости объекта N в базисе E_1 – *собственную* v*=dx/dτ=c sinh γ и *координатную* v=dx/dt=c tanh γ<c.

Ѳ и θ – ортосферический угол 3x3-тензора rotѲ аксиальной ротации вокруг 3-й нормальной оси $\mathbf{e}_\mu$ в *синусной нормальной евклидовой плоскости*

$$\mathcal{E}^2_{Ns} \equiv \langle \mathbf{e}_\alpha, \mathbf{e}_\nu \rangle \equiv \langle \mathbf{e}_\sigma, \mathbf{e}_{\underset{\sigma}{\angle}} \rangle \subset \mathcal{E}^3.$$

Ортосферические *орбитальные ротации* объекта N массы m при его скорости $\mathbf{v}_\alpha$ реализуются ротациями мировой линии тоже тензором rotѲ, а именно: её касательной $\mathbf{i}_\alpha$ и её псевдонормали $\mathbf{p}_\alpha$ вокруг нормальных осей $\mathbf{e}_\mu$ и $\mathbf{e}_\nu$ в $E^{3(1)}$ или $E^{3(m)}$ под действием нормальных ускорений g_k. Ортосферические *аксиальные ротации* тела N с моментом инерции J_0 и угловой скоростью $\mathbf{w}_\alpha$ возможны в его движении и покое вокруг трёх нормальных осей в $E^{3(1)}$ или $E^{3(m)}$ только под действием их крутящих моментов P_k, кроме *прецессии Томаса*, – см. далее. Орбитальные и аксиальные моменты ротаций объекта N вокруг своих осей имеют общие природу и физическую размерность. Поэтому они геометрически суммируются с возможным расщеплением, например, в РКМ. Каждые имеют по 3 степени свободы с осями $\mathbf{e}_\mu$ и $\mathbf{e}_\nu$, а с первой $\mathbf{e}_\alpha$ образуют как бы "*подвес Кардано*" в $E^{3(1)}$ к *нерелятивистской бинормальной плоскости* $E^{2(1)} \equiv \langle \mathbf{e}_\mu, \mathbf{e}_\nu \rangle$. В (2) и (3) ортосферические ротации $\mathrm{rot}Ѳ_{3x3}$ и $\mathrm{rot}Ѳ_{4x4}$ действуют в $E^3 < P^{3+1}$ как евклидовы. Эти 7 ротаций (движений) и 3 трансляции образуют полную группу Пуанкаре ‹1+3+3+3=10›.

Мы выведем в генеральной тензорно-векторно-скалярной (tvs) форме и с ортосферической частью rotѲ в (2) и (3) Общие Законы суммирования пространству подобных 2х ступенчатых в (2) гиперболических ротаций (1). Тензор 1-го движения с $\mathbf{e}_\alpha$, приложенный к касательной $\mathbf{i}_\beta$ мировой линии 2-го движения (к радиус-вектору $\mathbf{i}_\beta$ тригонометрического гиперболоида II радиус-параметра R=1 в P^{3+1} – оба в канонических формах в E_1) дают все Законы суммирования 2х ступенчатых ротаций или движений, в том числе элементов в геометрии Лобачевского [6], а также 4- и 3-скоростей в ТО в их тензорных и проективных тригонометрических формах (векторных – синусной и тангенсной, скалярных – косинусной и секансной) *в прямой и обратной последовательностях ротаций или движений* [10, с. 292]:

$$roth\ \Gamma_{12}\cdot\mathbf{i}_{23}=\left[\begin{array}{c|c} I_{3\times3}+(\cosh\gamma_{12}-1)\cdot\mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha & +\sinh\gamma_{12}\cdot\mathbf{e}_\alpha \\ \hline +\sinh\gamma_{12}\cdot\mathbf{e}'_\alpha & \cosh\gamma_{12}\end{array}\right]\cdot\left\{\frac{\sinh\gamma_{23}\cdot\mathbf{e}_\beta}{\cosh\gamma_{23}}\right\}=$$

$$=\left\{\frac{[\sinh\ \gamma_{12}\cdot\cosh\gamma_{23}+\cos\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{23}\cdot(\cosh\gamma_{12}-1)]\cdot\mathbf{e}_\alpha+\sinh\gamma_{23}\cdot\mathbf{e}_\beta}{\cosh\gamma_{12}\cdot\cosh\gamma_{23}+\cos\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{12}\cdot\sinh\gamma_{23}}\right\}=$$

$$=\left\{\frac{[\sinh\ \gamma_{12}\cdot\cosh\gamma_{23}+\cos\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{23}\cdot\cosh\gamma_{12}]\cdot\mathbf{e}_\alpha+\sin\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{23}\cdot\mathbf{e}_\nu}{\cosh\gamma_{12}\cdot\cosh\gamma_{23}+\cos\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{12}\cdot\sinh\gamma_{23}}\right\}=$$

$$=\left\{\frac{\sinh\gamma_{13}\cdot\mathbf{e}_\sigma}{\cosh\gamma_{13}}\right\}=\mathbf{i}_{13}=\{\overrightarrow{rot}\ \Theta\}_{13}\cdot\overset{\angle}{\mathbf{i}}_{13}\to\mathbf{e}_\sigma=\overrightarrow{rot}\ \Theta_{3\times3}\cdot\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}\quad(\mathbf{i}'_{13}\cdot\{I^\pm\}\cdot\mathbf{i}_{13}=i^2=-1). \qquad (4)$$

$$roth\ \Gamma_{23}\cdot\mathbf{i}_{12}=\left[\begin{array}{c|c} I_{3\times3}+(\cosh\gamma_{23}-1)\cdot\mathbf{e}_\beta\mathbf{e}'_\beta & +\sinh\gamma_{23}\cdot\mathbf{e}_\beta \\ \hline +\sinh\gamma_{23}\cdot\mathbf{e}'_\beta & \cosh\gamma_{23}\end{array}\right]\cdot\left\{\frac{\sinh\gamma_{12}\cdot\mathbf{e}_\alpha}{\cosh\gamma_{12}}\right\}=$$

$$=\left\{\frac{[\sinh\ \gamma_{23}\cdot\cosh\gamma_{12}+\cos\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{12}\cdot(\cosh\gamma_{23}-1)]\cdot\mathbf{e}_\beta+\sinh\gamma_{12}\cdot\mathbf{e}_\alpha}{\cosh\gamma_{12}\cdot\cosh\gamma_{23}+\cos\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{12}\cdot\sinh\gamma_{23}}\right\}=$$

$$=\left\{\frac{[\sinh\ \gamma_{23}\cdot\cosh\gamma_{12}+\cos\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{12}\cdot\cosh\gamma_{23}]\cdot\mathbf{e}_\beta+\sin\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{12}\cdot\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\nu}}}{\cosh\gamma_{12}\cdot\cosh\gamma_{23}+\cos\varepsilon\cdot\sinh\gamma_{12}\cdot\sinh\gamma_{23}}\right\}=$$

$$=\left\{\frac{\sinh\gamma_{13}\cdot\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}}{\cosh\gamma_{13}}=\right\}=\overset{\angle}{\mathbf{i}}_{13}=\{\overrightarrow{rot}'\ \Theta\}_{13}\cdot\mathbf{i}_{13}\to\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}=\overrightarrow{rot}'\ \Theta_{3\times3}\cdot\mathbf{e}_\sigma\quad(\overset{\angle}{\mathbf{i}}{}'_{13}\cdot\{I^\pm\}\cdot\overset{\angle}{\mathbf{i}}_{13}=i^2=-1). \qquad (5)$$

В ТО, как выше, применяют внешний ортосферический угол ε между сегментами 12 и 23, но в неевклидовых геометриях для них используют внутренний угол $A_{123}=\pi-\varepsilon$. Прямое и обратное суммирование ротаций или движений связаны ортосферической ротацией rotΘ. Из (2)–(5) находим новые евклидовы орты $\mathbf{e}_\sigma$ для суммарного гиперболического движения в 2х вариантах (4) и (5). Они применяются для вычисления тензора $\mathrm{rot}\Theta_{3x3}$ в (2) и (3) с аксиальным сдвигом Зильберштейна на угол Θ и θ, а также ниже по формулам ортосферической тригонометрии в E^3:

$$\overrightarrow{rot}\ \Theta_{4\times4}=\left[\begin{array}{c|c}\{\overrightarrow{rot}\ \Theta\}_{3\times3} & \mathbf{0}\\ \hline \mathbf{0}' & 1\end{array}\right]=\left[\begin{array}{c|c|c|c}\cos\theta+\frac{r_1^2}{1+\cos\theta} & -r_3+\frac{r_1r_2}{1+\cos\theta} & +r_2+\frac{r_1r_3}{1+\cos\theta} & 0\\ \hline +r_3+\frac{r_1r_2}{1+\cos\theta} & \cos\theta+\frac{r_2^2}{1+\cos\theta} & -r_1+\frac{r_2r_3}{1+\cos\theta} & 0\\ \hline -r_2+\frac{r_1r_3}{1+\cos\theta} & +r_1+\frac{r_2r_3}{1+\cos\theta} & \cos\theta+\frac{r_3^2}{1+\cos\theta} & 0\\ \hline 0 & 0 & 0 & 1\end{array}\right]. \qquad (6)$$

В отсутствие сферического rotΦ в Q^{3+1} и гиперболического rothΓ в P^{3+1} тензора главного движения (6) не даёт прецессии и девиации углов!

Для 2х ступенчатых движений Γ_{12}, Γ_{23} и Γ_{23}, Γ_{12} или движений rothΓ_k с их финальными k направляющими косинусами, где k=1, 2, 3, мы имеем $\mathbf{e}_\sigma=\{\cos\sigma_k\}$ – для прямого и обратного порядка. В итоге в E^3 они дают нам 3-ю направленную нормальную ось $\mathbf{e}_\mu$ ротации с довеском (–sin θ):

$$\overrightarrow{\mathbf{r}_N}(\theta)=\overrightarrow{\left|\begin{matrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \end{matrix}\right|}=\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}\times\mathbf{e}_\sigma=\det\begin{bmatrix} \vec{\mathbf{i}} & \vec{\mathbf{j}} & \vec{\mathbf{k}} \\ \cos\sigma_1 & \cos\sigma_2 & \cos\sigma_3 \\ \cos\overset{\angle}{\sigma}_1 & \cos\overset{\angle}{\sigma}_2 & \cos\overset{\angle}{\sigma}_3 \end{bmatrix}=\overrightarrow{\left|\begin{matrix} \cos\overset{\angle}{\sigma}_2\cos\sigma_3-\cos\overset{\angle}{\sigma}_3\cos\sigma_2 \\ \cos\overset{\angle}{\sigma}_3\cos\sigma_1-\cos\overset{\angle}{\sigma}_1\cos\sigma_3 \\ \cos\overset{\angle}{\sigma}_1\cos\sigma_2-\cos\overset{\angle}{\sigma}_2\cos\sigma_1 \end{matrix}\right|}=-\sin\theta\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_N}.(7)$$

$$|\sin\theta|=||\overrightarrow{\mathbf{r}_N}(\theta)||=\sqrt{r_1^2+r_2^2+r_3^2}\ ,\ tr\ [\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3}=2(\cos\theta+1);\ \cos\theta=\mathbf{e}'_\sigma\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}=tr\ [\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3}/2-1.$$

В детерминанте $det\{\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}},\mathbf{e}_\sigma,\overrightarrow{\mathbf{r}_N}\}>0\rightarrow\theta<0$ и $(\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}},\mathbf{e}_\sigma,\overrightarrow{\mathbf{e}_N})$ есть *левосторонняя* тройка.

Ортосферический угол θ и инкремент dθ даны *против часовой стрелки*, и здесь со знаком “–” (но ортосферический угол ε между ортами $\mathbf{e}_\alpha$ и $\mathbf{e}_\beta$ 1-го и 2-го гиперболического движения дан стандартно со знаком “+”), например, в $E^{3(k)}<P^{3+1}$ в ТО, а также в гиперболической геометрии. Правило sgnθ_{13}=–sgnε! Но для 2х ступенчатых сферических ротаций в квазиевклидовой и сферической геометриях: sgnθ_{13}=+sgnε! Дополнительно с формулами (4), (5) мы имеем соотношения в $E^3<P^{3+1}$:

$$\left.\begin{matrix} \mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}=\overrightarrow{rot}'\ \Theta_{3\times3}\cdot\mathbf{e}_\sigma=\{\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}\cdot\mathbf{e}'_\sigma\}\cdot\mathbf{e}_\sigma=\sec\theta\cdot\overleftarrow{\{\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}\cdot\mathbf{e}'_\sigma\}}\cdot\mathbf{e}_\sigma, \\ \mathbf{e}_\beta=\overrightarrow{rot}\ \mathcal{E}_{3\times3}\cdot\mathbf{e}_\alpha=\{\mathbf{e}_\beta\cdot\mathbf{e}'_\alpha\}\cdot\mathbf{e}_\alpha=\sec\varepsilon\cdot\overleftarrow{\{\mathbf{e}_\beta\cdot\mathbf{e}'_\alpha\}}\cdot\mathbf{e}_\alpha; \\ \overrightarrow{rot}'\ \Theta_{3\times3}\cdot\overleftarrow{\{\mathbf{e}_\sigma\cdot\mathbf{e}'_\sigma\}}\cdot\overrightarrow{rot}\ \Theta_{3\times3}=\overleftarrow{\{\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}\cdot\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}'\}}; \end{matrix}\right\}\left\{\begin{matrix} \overrightarrow{\mathbf{r}_N}(\theta)=\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}}\times\mathbf{e}_\sigma=-\sin\theta\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_N}, \\ \overrightarrow{\mathbf{r}_N}(\varepsilon)=\mathbf{e}_\beta\times\mathbf{e}_\alpha=+\sin\varepsilon\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_N}, \\ \cos\theta=\mathbf{e}'_\sigma\mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}},\quad\cos\varepsilon=\mathbf{e}'_\alpha\mathbf{e}_\beta. \end{matrix}\right\}\qquad(8)$$

Для треугольника с (4) и (5) получаем дефект Ламберта θ_{123} [10, с. 226]. Для треугольника на гиперсфероиде мы получаем эксцесс Гарриота.

Глава 3. Кинематика и динамика в пространстве-времени Минковского.

Мы выразим в P^{3+1} 4x4-тензоры скорости $\mathbf{T}_V$, момента $\mathbf{T}_P$ и энергии-момента $\mathbf{T}_E$. Все они пропорциональны и, главное, *нашему* безразмерному тригонометрическому тензору движения (1) в их канонических структурах в исходном базисе E_1, что, наконец, проясняет всем их суть [10, с. 303]:

$$\mathcal{T}_V = c \cdot roth\Gamma = c \cdot \begin{array}{|c|c|}\hline I_{3\times3} + (\cosh\gamma - 1)\cdot \overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{e}_\alpha{}'} & \sinh\gamma \cdot \mathbf{e}_\alpha \\ \hline \sinh\gamma \cdot \mathbf{e}'_\alpha & \cosh\gamma \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|c|}\hline c\cdot I_{3\times3} + (c^* - c)\cdot \overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{e}_\alpha{}'} & \mathbf{v}^*_\alpha \\ \hline \mathbf{v}^{*\prime}_\alpha & c^* \\ \hline \end{array}, \quad (9)$$

$$\mathcal{T}_P = m_0 c \cdot roth\Gamma = P_0 \cdot \begin{array}{|c|c|}\hline I_{3\times3} + (\cosh\gamma - 1)\cdot \overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{e}_\alpha{}'} & \sinh\gamma \cdot \mathbf{e}_\alpha \\ \hline \sinh\gamma \cdot \mathbf{e}'_\alpha & \cosh\gamma \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|c|}\hline P_0\cdot I_{3\times3} + \Delta P\cdot \overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{e}_\alpha{}'} & \mathbf{p}_\alpha \\ \hline \mathbf{p}'_\alpha & P \\ \hline \end{array}, \quad (10)$$

$$\mathcal{T}_E = m_0 c^2 \cdot roth\Gamma = E_0 \cdot \begin{array}{|c|c|}\hline I_{3\times3} + (\cosh\gamma - 1)\cdot \overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{e}_\alpha{}'} & \sinh\gamma \cdot \mathbf{e}_\alpha \\ \hline \sinh\gamma \cdot \mathbf{e}'_\alpha & \cosh\gamma \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|c|}\hline E_0\cdot I_{3\times3} + A\cdot \overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{e}_\alpha{}'} & \mathbf{p}_\alpha c \\ \hline \mathbf{p}'_\alpha c & E \\ \hline \end{array}, \quad (11)$$

$$\Rightarrow\ E = mc^2 = \cosh\gamma \cdot E_0 = E_0 + (\cosh\gamma - 1)\cdot E_0 = E_0 + k_E \cdot E_0 = E_0 + A,\ \text{где } k_E = \cosh\gamma - 1 = \Delta E/E_0. \quad (11 - A)$$

$$\mathbf{P_0} = P_0 \cdot \mathbf{i}_\alpha = m_0 \cdot \mathbf{c} = P_0 \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{sinh}\ \gamma \\ \cosh\gamma \end{bmatrix} = m_0 c \cdot \begin{bmatrix} \sinh\ \gamma \cdot \mathbf{e}_\alpha \\ \cosh\gamma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_0 \mathbf{v}^*_\alpha \\ m_0 c^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m\mathbf{v}_\alpha \\ mc \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{p}_\alpha \\ P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{p}_\alpha \\ E/c \end{bmatrix}. \quad (12)$$

T$_V$ включает 4x1-скорость Пуанкаре объекта по мировой линии в P^{3+1}. По своему псевдоевклидову модулю $|\mathbf{ic}|_P$=c она постоянна для любой материи.
T$_P$ включает собственный 4x1-момент $\mathbf{P}_0$ вдоль мировой линии в P^{3+1}.
T$_E$ включает скалярную полную энергию $E=mc^2$ и работу $A=\Delta E$ именно в направлении движения $\mathbf{e}_\alpha$ изначально или $\mathbf{e}_\sigma$ в пути движения.

$\mathbf{P}_0=m_0\mathbf{c}$ есть гипотенуза псевдоевклидова прямоугольного треугольника трёх моментов с катетами-моментами: *тотальный* вдоль стрелы времени $P=mc=m_0c^*$, *реальный* $\mathbf{p}=m\mathbf{v}=m_0\mathbf{v}^*$ и с евклидовыми проекциями 4-скорости; c* – суперскорость *ортопроцессии мировой линии* по {ct}. В P^{3+1} действует *Абсолютная Псевдоевклидова Теорема Пифагора 3х моментов*:

$$\mathbf{P}_0 = m_0 \cdot \mathbf{c} = P_0 \cdot \mathbf{i} = P\cdot \mathbf{i}_1 + p\cdot \mathbf{j}\ \Rightarrow (iP_0)^2 = (iP)^2 + p^2 = -P_0^2 = -P^2 + p^2 < 0\ (\text{at tensor } I^\pm). \quad (13)$$

(При пропорциональном прототипе $1 = \cosh^2\gamma - \sinh^2\gamma$ для трёх скоростей $c^2 = c^{*2} - v^{*2}$.)

Угол Г, γ в тригонометрических тензорах движения (1), (2), (5) и в физических тензорах (9)–(11) общий. Например, с учётом (5), (12):

$$roth\ \mathbf{\Gamma}_{23} \cdot \mathbf{P_0}_\alpha = \begin{array}{|c|c|}\hline I_{3\times3} + (\cosh\gamma_{23} - 1)\cdot \mathbf{e}_\beta \mathbf{e}'_\beta & +\sinh\gamma_{23}\cdot \mathbf{e}_\beta \\ \hline +\sinh\gamma_{23}\cdot \mathbf{e}'_\beta & \cosh\gamma_{23} \\ \hline \end{array} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{p}_\alpha \\ E/c \end{bmatrix} = P_0 \cdot \begin{Bmatrix} \sinh\gamma_{13}\cdot \mathbf{e}_{\overset{\angle}{\sigma}} \\ \cosh\gamma_{13} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{p}_{\overset{\angle}{\sigma}} \\ E'/c \end{bmatrix} = \mathbf{P_0}_{\overset{\angle}{\sigma}}. \quad (14)$$

Следовательно, в P^{3+1} преобразования Лоренца действуют идентично как на 4 координаты объекта, так и на его моменты и энергию, причём в (14) активно, т.е. противоположно (4) – со сдвигом +θ. Также идентично эти же преобразования действуют на электромагнетизм Максвелла, что доказано Лоренцем в 1904 [11] и привело Пуанкаре к ТО в 1905! Из наших тензоров можно ясно видеть, что тригонометрические и физические формулы и их инварианты в пространстве-времени Пуанкаре Q_c^{3+1} и Минковского P^{3+1} пропорциональны друг другу с постоянными факторами как изоморфизм!

Для фотонов Эйнштейна в $\mathbf{p}_\alpha$=$m_0\mathbf{c}^*_\alpha$=$m\mathbf{c}_\alpha$ эти формулы дают сначала неопределённость 0∞, а потом её раскрывают в базисе E_1 через E=hν. С учётом этого, преобразуем для движения фотонов формулы (10) и (11) как:

$$\mathcal{T}_P = m_0 c \cdot roth\Gamma = 0\cdot\infty = \begin{array}{|c|c|}\hline P\cdot\overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha\cdot\mathbf{e}_\alpha{}'} & \mathbf{p}_\alpha \\ \hline \mathbf{p}'_\alpha & P \\ \hline\end{array} \sim \mathcal{T}_E = m_0c^2\cdot roth\Gamma = 0\cdot\infty = \begin{array}{|c|c|}\hline E\cdot\overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha\cdot\mathbf{e}_\alpha{}'} & \mathbf{p}_\alpha c \\ \hline \mathbf{p}'_\alpha c & E \\ \hline\end{array}. \tag{15}$$

Выявим *полную* абсолютную релятивистскую динамику объекта N в P^{3+1}, которая теперь пропорциональна *генеральному* 4x4-тензору движения и преобразованиям Лоренца в форме (2), (3), например, с фактором $E_0=m_0c^2$:

$$\mathcal{T}_E = E_0\cdot roth\{\Gamma,\Theta\} = E_0\cdot\left[\begin{array}{c|c} [\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3} + (\cosh\gamma-1)\cdot\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}} & \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}_\sigma \\ \hline \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}} & \cosh\gamma \end{array}\right] = \tag{16}$$

$$= c\cdot\left[\begin{array}{c|c} P_0\cdot[\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3} + \Delta P\cdot\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}} & \mathbf{p}_\sigma \\ \hline \mathbf{p}'_{\underset{\sigma}{\angle}} & P \end{array}\right] = \left[\begin{array}{c|c} E_0\cdot[\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3} + A\cdot\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}} & \mathbf{p}_\sigma c \\ \hline \mathbf{p}'_{\underset{\sigma}{\angle}}c & E \end{array}\right] = \tag{17}$$

$$= E_0\cdot roth\ \Gamma\cdot\overrightarrow{rot}\ \Theta_{4\times4} = E_0\cdot\left[\begin{array}{c|c} I_{3\times3} + (\cosh\gamma-1)\cdot\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_\sigma & \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}_\sigma \\ \hline \sinh\gamma\cdot\mathbf{e}'_\sigma & \cosh\gamma \end{array}\right]\cdot\left[\begin{array}{c|c} [\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3} & \mathbf{0} \\ \hline \mathbf{0}' & 1 \end{array}\right] = \tag{18}$$

$$= c\cdot\left[\begin{array}{c|c} P_0\cdot I_{3\times3} + \Delta P\cdot\overleftarrow{\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_\sigma} & \mathbf{p}_\alpha \\ \hline \mathbf{p}'_\alpha & P \end{array}\right]\cdot\left[\begin{array}{c|c} [\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3} & \mathbf{0} \\ \hline \mathbf{0}' & 1 \end{array}\right] = \left[\begin{array}{c|c} E_0\cdot I_{3\times3} + A\cdot\overleftarrow{\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_\sigma} & \mathbf{p}_\alpha c \\ \hline \mathbf{p}'_\alpha c & E \end{array}\right]\cdot\left[\begin{array}{c|c} [\overrightarrow{rot}\ \Theta]_{3\times3} & \mathbf{0} \\ \hline \mathbf{0}' & 1 \end{array}\right]. \tag{19}$$

$$(E = mc^2,\ P = mc,\ \mathbf{p} = m\mathbf{v} = m_0\mathbf{v}^*;\ \overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha} = \mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha;\quad \overrightarrow{\mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha} = I_{3\times3} - \overleftarrow{\mathbf{e}_\alpha\mathbf{e}'_\alpha};\quad \mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}} = \cos\theta\cdot\overleftarrow{\mathbf{e}_\sigma\mathbf{e}'_{\underset{\sigma}{\angle}}},\quad \cos\theta = \mathbf{e}'_\sigma\mathbf{e}_{\underset{\sigma}{\angle}}.)$$

При отсутствии внешних воздействий, (17) даёт сохраняющиеся тензоры энергии и 2х моментов в P^{3+1}. Все аксиальные моменты объекта N вызваны евклидовыми аксиальными ротациями. Причём, все они с их моментами и энергией суть независимые от главных гиперболических ротаций Γ, γ и орбитальных ортосферических ротаций с их вкладами в энергию в (11) и полный момент количества движения **p** в (10), что валидируется полярным разложением генерального тензора ротаций в (3) и пропорциональных ему тензоров энергии (18) и моментов в (19). Все моменты аксиальных ротаций транслируются естественно в 3x3 евклидову часть исходно несмешанного 4x4-тензора моментов. Обратим внимание на то, что *угловой элемент* тензоров движения с γ, coshγ и E *независимы от разложения* (см. в гл. 6)!

Глава 4. Дифференциальные тангенциальные, нормальные и суммарные ротации и внутренние ускорения.

Для большей ясности мы представляем абсолютное пространство-время Минковского с тензором $\{I^{+-}\}$ в прямой и гиперболически ортогональной сумме 2х относительных слагаемых с углами Γ_k между ними:

$$\langle \mathcal{P}^{3+1}\rangle \equiv \langle \mathcal{E}^3\rangle^{(k)} \boxtimes \overrightarrow{ct}^{(k)} \equiv \mathrm{CONST}, \quad (n=3,\ q=1);\ \Delta ct^{(k)}>0,\ (\text{in } \tilde{E}_1:\ k=1). \qquad (20)$$

В P^{3+1} первые гиперболические дифференциалы движения и внутренние ускорения (пропорциональные кривизне мировой линии) подчиняются пропорциональным Теоремам Пифагора [10, с. 257]. Если на объект N действуют одновременно несколько внутренних ускорений, то все они суммируются в ТО геометрически как евклидовы вектора. Так, с синусным Законом суммирования 2х движений из (4) при $\gamma_{12}\to 0$ и $\gamma_{23}\to 0$, имеем для дифференциалов в коллинеарной $\cos\varepsilon=\pm 1$ и нормальной $\cos\varepsilon=0$ формах:

$$\sinh^2\gamma_{13} = \sinh^2\gamma_{12} + \sinh^2\gamma_{23} + (1+\cos^2\varepsilon)\cdot\sinh^2\gamma_{12}\cdot\sinh^2\gamma_{23} + 2\cos\varepsilon\cdot\cosh\gamma_{12}\cdot\sinh\gamma_{12}\cdot\cosh\gamma_{23}\cdot\sinh\gamma_{23}.$$

$$\to \sinh\gamma_{13} = \sinh\gamma_{12}\cdot\cosh\gamma_{23} \pm \cosh\gamma_{12}\cdot\sinh\gamma_{23} \ \Rightarrow\ d\gamma_{13} = d\gamma_{12} \pm d\gamma_{23} \to g_{13} = g_{12} \pm g_{23} \quad (\cos\varepsilon = \pm 1).$$

$$\to \sinh^2\gamma_{13} = \sinh^2\gamma_{12} + (\cosh\gamma_{12}\cdot\sinh\gamma_{23})^2 \ \Rightarrow\ d\gamma_{13}^2 = d\gamma_{12}^2 + d\gamma_{23}^2 \to g_{13}^2 = g_{12}^2 + g_{23}^2 \quad (\cos\varepsilon = 0).$$

Для 3-х независимых ускорений при $\gamma_{12}\to 0$, $\gamma_{23}\to 0$ и $\gamma_{34}\to 0$, мы имеем то же [10, с. 218].

Гиперболоид II Минковского (верхний) радиуса R=ic, с геометрией Лобачевского [6], [14], представляет вектор-радиусом 4-скорость Пуанкаре объекта N на его мировой линии как $\mathbf{c}_\alpha = c\mathbf{i}_\alpha$ в направлении касательной $\mathbf{i}_\alpha$. В результате ортогонального дифференцирования 4-скорости по мнимому времени $di\tau$ вдоль мировой линии, получаем пару пространству подобных внутренних ускорений: $\mathbf{g}_\alpha = c(d\gamma/d\tau)\mathbf{e}_\alpha$ как главное 4-ускорение по направлению 4-псевдонормали $\mathbf{p}_\alpha$ и $\mathbf{g}_\nu = c[\sinh\gamma(d\alpha_1/d\tau)]\mathbf{e}_\nu$ как синусное нормальное 3-ускорение по направлению 3-бинормали $\mathbf{b}_\nu$ – касательные оба к гиперболоиду II. Они суммируются в 4-ускорение, касательное к гиперболоиду II, с Относительной и Абсолютной Теоремами Пифагора в тензорно-векторно-скалярной форме в P^{2+1} и в итоговый дифференциал $d\gamma_p$ на гиперболоиде II как на *совершенной гиперповерхности* [10, с. 273]:

$$\left.\begin{array}{l}\cosh\gamma_p\, d\gamma_p\cdot\mathbf{e}_\beta=\cosh\gamma_p\,(\cos\varepsilon\, d\gamma_p\cdot\mathbf{e}_\alpha+\sin\varepsilon\, d\gamma_p\cdot\mathbf{e}_\nu)=\cosh\gamma_i\, d\gamma_i\cdot\mathbf{e}_\alpha+\sinh\gamma_i\, d\alpha_1\cdot\mathbf{e}_\nu,\\ \cosh^2\gamma_p\, d\gamma_p^2=\cos^2\varepsilon\,(\cosh^2\gamma_p\, d\gamma_p^2)+\sin^2\varepsilon\,(\cosh^2\gamma_p\, d\gamma_p^2)=\cosh^2\gamma_i\, d\gamma_i^2+\sinh^2\gamma_i\, d\alpha_1^2;\\ \sinh\gamma_p\, d\gamma_p=\sinh\gamma_i\, d\gamma_i\quad\to d\gamma_p/d\gamma_i>1.\end{array}\right\}\Rightarrow\qquad(21-I)$$

$$\Rightarrow\left\{\begin{array}{l}\cosh\gamma_p\cdot\mathbf{g}_\beta=\mathbf{g}^*_\beta=\overline{\overline{\mathbf{g}^*_\beta}}+\overset{\perp}{\mathbf{g}^*_\beta}=\cosh\gamma_i\cdot g_\alpha\cdot\mathbf{e}_\alpha+v^*w^*_{\alpha_1}\cdot\mathbf{e}_\nu=g^*_\alpha\cdot\mathbf{e}_\alpha+g_\nu\cdot\mathbf{e}_\nu,\\ \cosh^2\gamma_p\cdot g_\beta^2=g^{*\,2}_\beta=(\overline{\overline{g^*_\beta}})^2+(\overset{\perp}{g^*_\beta})^2=\cosh^2\gamma_i\cdot g_\alpha^2+(v^*w^*_{\alpha_1})^2=g^{*\,2}_\alpha+g_\nu^2=(c^*\eta^*)^2+(v^*w^*_{\alpha_1})^2;\\ \sinh\gamma_p\, g_\beta=\sinh\gamma_i\, g_\alpha\quad\to g_\beta/g_\alpha>1.\end{array}\right.\qquad(21-II)$$

$$\left.\begin{array}{l}d\gamma_p\cdot\mathbf{p}_\beta=d\gamma_i\cdot\mathbf{p}_\alpha+\sinh\gamma_i\, d\alpha_1\cdot\mathbf{b}_\nu,\quad(\mathbf{p}'_\alpha\cdot I^\pm\cdot\mathbf{p}_\alpha=+1,\ \ \mathbf{b}'_\nu\cdot I^\pm\cdot\mathbf{b}_\nu=+1)\\ d\gamma_p^2=d\gamma_i^2+\sinh^2\gamma_i\, d\alpha_1^2=\cos^2\varrho\, d\gamma_p{}^2+\sin^2\varrho\, d\gamma_p{}^2=\left(\overline{\overline{d\gamma_p}}\right)^2_P+\left(\overset{\perp}{d\gamma_p}\right)^2_E>0.\end{array}\right\}\Rightarrow\left\{\begin{array}{l}\mathbf{g}_\beta=g_\alpha\mathbf{p}_\alpha+g_\nu\mathbf{b}_\nu,\\ g_\beta^2=g_\alpha^2+g_\nu^2;\end{array}\right.\qquad(22)$$

где имеем: $d\gamma_p=d\lambda_R/R,\ (\varrho>\varepsilon),\ \mathbf{g}_\beta=g_\beta\mathbf{p}_\beta$ – генеральное внутреннее 4-*ускорение*.

Касательная $\mathbf{i}_\alpha$ и псевдонормаль $\mathbf{p}_\alpha$ связаны симметрией относительно изотропного конуса. Поэтому они влияют на релятивистское движение вместе. Частным дифференцированием $\mathbf{p}_\alpha$ по $d\tau$ (γ=const) мы добавляем $\mathbf{g}_\mu=c[\cosh\gamma(d\alpha_2/d\tau)]\mathbf{e}_\mu$ как косинусное нормальное 3-ускорение вдоль 3-бинормали $\mathbf{b}_\mu$ – касательное к гиперболоиду I. Генеральная Абсолютная Евклидова Теорема Пифагора следует теперь в P^{3+1} с пропорциональными гипотенузами и катетами, например, ниже с ускорениями [10, с. 281]:

$$\mathbf{g}_\Sigma=g_\Sigma\cdot\mathbf{p}_\Sigma=g_\alpha\mathbf{p}_\alpha+g_\nu\mathbf{b}_\nu+g_\mu\mathbf{b}_\mu\to g_\Sigma^2=g_\alpha^2+g_\nu^2+g_\mu^2=(c\eta^*)^2+(v^*w^*_{\alpha_1})^2+(c^*w^*_{\alpha_2})^2.\qquad(23)$$

Нормальные ротации не изменяют гиперболический угол движения γ в его псевдоплоскости $P^{1+1}\equiv\langle\mathbf{i}_\alpha,\ \mathbf{p}_\alpha\rangle$ в (16), поэтому они не влияют на собственное время τ и не увеличивают физическую скорость v, а лишь изменяют её евклидово направление. В частности, это иллюстрирует Принцип Герглотца в кинематике и динамике ТО. Мы можем также отображать 3 ротации в (23) сразу все на сопутствующем 3х листовом квадрогиперболоиде, генерируемом ротацией квадрогиперболы вокруг стрелы времени {ct}. Все 3 ускорения в (23) приложены в мировой точке объекта *N* в касательном к квадрогиперболоиду $E^{3(m)}<P^{3+1}$ с его ортами $\mathbf{p}_\alpha$, $\mathbf{b}_\nu$, $\mathbf{b}_\mu$, дающие евклидовы направления также для всех 3х ангулярных дифференциалов. Ротации $d\alpha_1$ и $d\alpha_2$ выражаются в E_m, а их синусные и косинусные гиперболические проекции выражаются в E_1 вдоль $\mathbf{b}_\nu$ и $\mathbf{b}_\mu$ как бы здесь с действием *гиперболической теоремы Менье* в синусном и косинусном вариантах на нашем квадрогиперболоиде.

В итоге мы имеем представление всех абсолютных характеристик в псевдоортогональном 4х ортовом репере в P^{3+1}, который есть *подвижный тетрахедрон* вдоль абсолютной мировой линии Минковского объекта N:

$$\mathbf{p}_\alpha = \begin{bmatrix} \cosh\gamma_i \cdot \mathbf{e}_\alpha \\ \sinh\gamma_i \end{bmatrix}, \ \mathbf{b}_\mu = \begin{bmatrix} \mathbf{e}_\mu \\ 0 \end{bmatrix}, \ \mathbf{b}_\nu = \begin{bmatrix} \mathbf{e}_\nu \\ 0 \end{bmatrix}, \ \mathbf{i}_\alpha = \begin{bmatrix} \sinh\gamma_i \cdot \mathbf{e}_\alpha \\ \cosh\gamma_i \end{bmatrix}. \ \left(\mathbf{b}_\alpha = \begin{bmatrix} \mathbf{e}_\alpha \\ 0 \end{bmatrix}, \ \mathbf{i}_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}\right)$$

$$\mathcal{K}_\alpha = \eta^*_\gamma/c, \ \mathbf{k}_\alpha = \mathcal{K}_\alpha \ \mathbf{p}_\alpha; \ \mathcal{K}_\nu = \sinh\gamma_i \cdot w^*_{\alpha(1)}/c, \ \mathbf{k}_\nu = \mathcal{K}_\nu \ \mathbf{p}_\nu; \ \mathcal{Q}_\mu = \cosh\gamma_i \cdot w^*_{\alpha(2)}/c, \ \mathbf{q}_\mu = \mathcal{Q}_\mu \ \mathbf{p}_\mu.$$

В *дифференциальной тензорной тригонометрии* термин "движения" есть декременты главных углов. Движений нет тогда и только тогда, когда главный угол данной геометрии нулевой. В силу псевдоортогональности орт $\mathbf{i}_\alpha$ и $\mathbf{p}_\alpha$ и евклидовой ортогональности орт $\mathbf{b}_\nu$ и $\mathbf{b}_\mu$, а также того, что все 4 базисных вектора ортонормированы в тетрахедроне, пространство-время Минковского возможно дополнительно представить прямой суммой из псевдоплоскости $\langle \mathbf{i}_\alpha, \mathbf{p}_\alpha \rangle$ гиперболической ротации $d\gamma$ и бинормальной евклидовой плоскости $\langle \mathbf{b}_\nu, \mathbf{b}_\mu \rangle$ со свободной *нерелятивистской* аксиальной ротацией $d\alpha_3$ вокруг 4-й оси-бинормали $\mathbf{b}_\alpha$ в $E^{3(k)}$ в 1-м разложении (20), как "подвес Кардано" для бинормальной плоскости в P^{3+1} с тензором $\{I^{+-}\}$:

$$\langle \mathcal{P}^{3+1} \rangle \equiv \langle \mathcal{P}^{1+1} \rangle^{(k)}_H \boxtimes \langle \mathcal{E}^2 \rangle^{(k)}_B \equiv \langle \mathbf{i}_\alpha, \mathbf{p}_\alpha \rangle^{(k)}_H \boxtimes \langle \mathbf{b}_\nu, \mathbf{b}_\mu \rangle^{(k)}_B \equiv \mathrm{CONST}. \tag{24}$$

В ТО действуют квадратичные представления движений с парой $\langle \mathbf{p}_\alpha, \mathbf{b}_\nu \rangle$ как в (22) и с парой $\langle \mathbf{i}_\alpha, \mathbf{b}_\mu \rangle$ – подробно в [10, с. 271–274] и [10, с. 276–278].

В *гиперболических движениях* $d\gamma_i$ (космические полёты с постоянным ускорением $\mathbf{g}_\alpha$, орт $\mathbf{e}_\alpha$=**const** определяет евклидово направление $d\gamma_i$ в $E^{3(1)}$. В *псевдовинтовых движениях* $d\alpha_1$ (планетарные в $E^{3(1)}$) угол γ_i=const задаёт наклон $d\alpha_1$ к стреле времени $\{ct\}$ как косинусный и к $E^{2(1)}$ как синусный.

Так мы имеем в P^{1+1} первое простейшее "гиперболическое движение" в *интегральной* форме с 4-скоростью Пуанкаре вдоль касательной $\mathbf{i}_\alpha$ и в *дифференциальной* форме с кривизной C_γ псевдорадиуса $R_\gamma = c^2/g$=const и пространству подобным ускорением $g_\alpha = c^2/R_\gamma$=const по псевдонормали $\mathbf{p}_\alpha$, отображаемые в базисе E_1 на гиперболоидах I и II с псевдоевклидовыми радиусами R_γ=const [9], [10] с тензором $\{I^{+-}\}$ [10, с. 197–198]:

$$\left.\begin{aligned} x &= R_\gamma \cdot (\cosh\gamma - 1), \\ ct &= R_\gamma \cdot \sinh\gamma. \end{aligned}\right\} \Rightarrow -(ct)^2+(x+R_\gamma)^2 = R_\gamma^2 \cdot (-\sinh^2\gamma + \cosh^2\gamma) = +R_\gamma^2 \;[\mathbf{e}_\alpha = \mathbf{const},\; g_a = c \cdot (d\gamma/d\tau) = \text{const}]$$

$$\left\{\begin{array}{l} di\gamma \cdot \mathbf{p}_\alpha = \cos i\gamma\; di\gamma \cdot \mathbf{i}_1 + \sin i\gamma\; di\gamma \cdot \mathbf{b}_\alpha,\; (di\lambda = R_\gamma\; di\gamma) - \text{under Euclidean tensor } I^+. \\ \mathcal{C}_\gamma^2 = 1/R_\gamma^2 = (d\gamma/dc\tau)^2 = \cosh^2\gamma\; (d\gamma/dc\tau)^2 - \sinh^2\gamma\; (d\gamma/dc\tau)^2 = \mathcal{Y}_\gamma^2 - \mathcal{X}_\gamma^2 > 0; \\ g_\alpha^2 = (c\; d\gamma/d\tau)^2 = c\; d\gamma/d\tau)^2 = (c \cdot \eta_\gamma^*)^2 = (c^*\eta_\gamma^*)^2 - (v^*\eta_\gamma^*)^2 = g_y^2 - g_x^2 > 0. \end{array}\right\} \text{under } I^\pm \qquad (I)$$

(*Подвижный диxедрон* для $d\gamma_i$ включает орт $\mathbf{i}_1$ и бинормаль $\mathbf{b}_\alpha$, а *монохедрон* – только $\mathbf{p}_\alpha$.)

В комплексном пространстве-времени Пуанкаре с псевдосферическим углом движения iγ [2], мы можем ввести как альтернативный ему, но *вещественный* ортосферический угол α_1 для главного движения. Перейдя в овеществлённое пространство-время Минковского с его тензором $\{I^{+-}\}$, мы обращаем их мнимую и вещественную природу в γ и $i\alpha_1$! Именно так у нас в ТО Пуанкаре возникает *строго* второе простейшее 3D "псевдовинтовое ортосферическое движение" в интегральной форме и опять с 4-скоростью Пуанкаре **с** вдоль импотентной здесь главной касательной $\mathbf{i}_\alpha$ (т.е. без её кривизны K_α) и в дифференциальной форме с кривизной C_R и радиуса R_C – с необычным *времени подобным* (!) центростремительным ускорением $g_\nu=c^2/R_C$=const вдоль *нормальной касательной* $\mathbf{i}_\nu$, отображаемые в E_1 к мгновенному центру псевдовинтового движения O_M на центральной оси – стреле времени {ct}. Винт с шагом s касателен к Цилиндру с осью {ct} и с радиусом R=r (планетарного физического движения), касательному к гиперболоиду I по экватору с евклидовым радиусом R=r в плоскости $E^{2(1)}$ – см. очень подробно в [10, с. 282–288]. Цилиндр есть 3-й сопутствующий тригонометрический объект радиус-параметра R и здесь в P^{2+1} (!)

$$\left.\begin{aligned} r &= R = R_C \cdot \sinh\gamma, \\ s &= R_C \cdot \cosh\gamma > r, \end{aligned}\right\} \Rightarrow -s^2 + r^2 = R_C^2 \cdot (-\cosh^2\gamma + \sinh^2\gamma) = -R_C^2 \;[\gamma = \text{const}],\; \mathbf{i}_\nu = \begin{bmatrix} \sinh\gamma_i \cdot \mathbf{e}_\nu \\ \cosh\gamma_i \end{bmatrix}.$$

$$\left\{\begin{array}{l} d\alpha_1 \cdot \mathbf{i}_\nu = \cos i\gamma\; d\alpha_1 \cdot \mathbf{i}_1 + \sin i\gamma\; d\alpha_1 \cdot \mathbf{b}_\nu,\; (d\lambda = R_C\; d\alpha_1) - \text{under Euclidean tensor } I^+. \\ \mathcal{C}_R^2 = -1/R_C^2 = (di\alpha_1/dc\tau)^2 = \cosh^2\gamma\; (di\alpha_1/dc\tau)^2 - \sinh^2\gamma\; (di\alpha_1/dc\tau)^2 = -\mathcal{Y}_\alpha^2 + \mathcal{K}_\nu^2 < 0; \\ j_\nu^2 = (c\; di\alpha_1/d\tau)^2 = (c \cdot w_{\alpha_1}^*)^2 = (c^* w_{\alpha_1}^*)^2 - (v^* w_{\alpha_1}^*)^2 = -g_y^2 + g_\nu^2 < 0. \end{array}\right\} \text{under } I^\pm \qquad (II)$$

(*Подвижный трихедрон* для $d\alpha_1$ включает орт $\mathbf{i}_1$, бинормали $\mathbf{b}_\nu$ и $\mathbf{b}_\alpha$, а *дихедрон* – $\mathbf{i}_\nu$ и $\mathbf{b}_\alpha$.)

Импотентные $\mathbf{i}_\alpha$ или $\mathbf{b}_\alpha$ (т.е. без кривизны) используются только для евклидова направления движения (и у винта Френе в E^3). Псевдовинтовое движение с прецессией Томаса вокруг 3-й бинормали $\mathbf{b}_\mu$ описывается полно лишь в P^{3+1}. Трихедроны для винтов в P^{2+1} и в Q^{2+1} [10, с. 288–289] отличаются от трихедрона Френе в E^3 (!) Суть в том, что мы используем тригонометрию с естественной реперной осью для всех углов. *Фактически теория Френе–Серре в* E^3 *и наши теории кривых в* P^{2+1} и Q^{2+1} *– различные*!

В эллиптическом винтовом движении соблюдается пропорция между дифференциалами пространству и времени подобными $d\gamma_i$ в (I) и $di\alpha_1$ в (II). В сумме гиперболического и псевдовинтового движений суммарный дифференциал должен иметь времени подобную природу $(d\gamma_i)^2+(di\alpha_1)^2<0$. Тогда планетарное эллиптическое движение необходимо замыкается! При нулевой сумме движение будет параболическим как в геометрии Галилея и в её аффинно-евклидовой тензорной тригонометрии, см. в [10, с. 168–171], которая есть промежуточная между сферической и гиперболической!

Времени подобная часть кривизны Y мировой линии в P^{3+1} именуется нами как "ортопроцессия" (в E^3 для замкнутой кривой или винта *кручение*). Ортопроцессия даёт перманентное поступательное движение объекта N с мировой линией вдоль стрелы времени {ct} с суперскоростью c*. При v<c она растягивает мировую линию вдоль {ct}: в (I) $Y=\cosh\gamma_i\, d\gamma/dc\tau$ и в (II) $Y=\cosh\gamma_i\, di\alpha_1/dc\tau$. *Именно из-за ортопроцессии* в ТО возникает косинусное растяжение шкалы собственного времени (т.к. $\cosh\gamma_i>1$) и генерируется кинематический *Парадокс близнецов* – см. подробнее об этом далее в гл. 6.

Вернёмся к обсуждению вклада ортосферической ротации в движение.

Ортосферическая ротация инвариантной нормальной части в (21) как $c[\sinh\gamma(d\alpha_1/d\tau)]\mathbf{b}_\nu$ и только вместе с неколлинеарной параллельной *главной* частью, вызывают в $E^{3(1)}<P^{3+1}$ и в ТО *ортосферический сдвиг* вокруг 3-й нормальной оси $\mathbf{b}_\mu$. Интегральный сдвиг Θ был выражен в дискретных формулах (3)–(6), (8) и (19). Вычислим его точно и приближённо, но

теперь как дифференциальный ортосферический сдвиг $-d\theta$. В формулах (4) и (5) для 2х ступенчатого суммирования гиперболических движений – прямого и обратного примем: $\gamma_{12}=\gamma$ и $\gamma_{23}=d\gamma$. Тогда из них мы находим евклидовы орты суммарного неколлинеарного движения $\mathbf{e}_\sigma=\{\cos\sigma_k\}$ – для прямого и обратного порядка суммирования, но с искомым сдвигом. Тогда векторное произведение этих двух орт в (8) трансформируется в вектор-дифференциал $\{-d\theta\mathbf{e}_\mu\}$, т.е. с довеском $-d\theta$, см. подробнее в [10, с. 226]:

$$\left.\begin{aligned}
&-\mathrm{d}\theta = -d\theta\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = \mathbf{e}_{\underset{\sigma}{\angle}}\times\mathbf{e}_\sigma = \mathbf{tanh}\,(\gamma/2)\otimes\mathbf{d}\gamma = \frac{\mathbf{tanh}\ \gamma}{1+\mathrm{sech}\ \gamma}\otimes\mathbf{d}\gamma = \frac{\mathbf{sinh}\ \gamma}{\cosh\gamma+1}\otimes\mathbf{d}\gamma = \\
&= \frac{\sinh\gamma}{\cosh\gamma+1}\cdot\mathbf{e}_\alpha\otimes(d\gamma\cdot\mathbf{e}_\beta) = \frac{\cosh\gamma-1}{\sinh\gamma}\cdot\mathbf{e}_\alpha\otimes(d\gamma\cdot\mathbf{e}_\beta) = \\
&= \frac{\sinh\gamma}{\cosh\gamma+1}\cdot\sin\varepsilon\ d\gamma\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = \frac{\cosh\gamma-1}{\sinh\gamma}\cdot\sin\varepsilon\ d\gamma\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = \frac{\cosh\gamma-1}{\sinh\gamma}\ \overset{\perp}{d\gamma}\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_\mu}.\Rightarrow \\
&\frac{\mathrm{d}\theta}{d\tau} = w^*_\theta\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_N} = -\sin\varepsilon\cdot\tanh(\gamma/2)\cdot\frac{d\gamma}{d\tau}\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_N} = -\frac{\sin\varepsilon\cdot v^{(1)}\cdot g^{(m)}}{c^2\cdot(1+\mathrm{sech}\ \gamma)}\cdot\overrightarrow{\mathbf{e}_N}.\Rightarrow \\
&-d\theta/dt \approx (1/2)\sin\varepsilon\cdot g_\beta\cdot v/c = (1/2)\ \overset{\perp}{g}\cdot v/c = (1/2)\ w_\alpha\cdot(v/c)^2 = (1/2)\tanh^2\gamma\cdot w_\alpha.
\end{aligned}\right\}\qquad(25)$$

Мы вывели для как бы гиперболического движения с неколлинеарным дифференциальным гиперболическим приращением, то есть для суммы движений γ с ортом $\mathbf{e}_\alpha$ и $d\gamma$ с ортом $\mathbf{e}_\beta$ или с нормальным с ортом $\mathbf{e}_\nu$, тригонометрическую и полученную прямо из неё физическую формулу *дифференциального* ортосферического смещения в (3) в базисе E_1, иногда называемом “лабораторным”. У нас это исходный универсальный базис E_1 – базис относительного покоя в ТО. Например, видно, что при малых γ (скоростях v) эта прецессия аппроксимируется, как площадь треугольника со сторонами $\mathbf{v}/c$ и $\mathbf{g}/c$ с углом ε между ними. Но эта формула значительно упрощается для *орбитальных движений с угловой скоростью* w_α. Для этого применим не очевидные, но очень полезные *нормальные отношения*. Они следуют из (21-I и II) для евклидовой части при $\gamma_p\neq0$ и при $\gamma_p=0$ в двух формах их выражения в $E^{3(1)}<P^{3+1}$ [10, с. 240]:

$$\left\{\begin{aligned}
&\gamma_p\neq0\to\cosh\gamma_p\cdot\sin\varepsilon\ d\gamma_p = \overset{\perp}{d\gamma_p} = \sinh\gamma_i\ d\alpha_1\Rightarrow\cosh\gamma_p\cdot\sin\varepsilon\cdot g_\beta = \overset{\perp}{g_\beta} = v^*_i\cdot w^*_\alpha, \\
&\gamma_p=0\to\sin\varepsilon\ d\gamma_p = \overset{\perp}{d\gamma_p} = \sinh\gamma_i\ d\alpha_1\Rightarrow\sin\varepsilon\cdot g_\beta = \overset{\perp}{g_\beta} = v^*_i\cdot w^*_\alpha.\quad [\overset{\perp}{d\gamma_p}\ \&\ \overset{\perp}{g_\beta}\ \text{are invariants in (21, 22)!}]
\end{aligned}\right.$$

Продолжим преобразование нашей общей точной вектор-формулы (25) для ортосферического сдвига {–dθ$\mathbf{e}_\mu$} при неколлинеарном и орбитальном движениях, но учтя при этом нормальные отношения выше:

$$\left.\begin{aligned}
&-\mathbf{d}\theta = -d\theta \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = \frac{\cosh\gamma - 1}{\sinh\gamma} \cdot \sin\varepsilon\ d\gamma \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = \frac{\cosh\gamma - 1}{\sinh\gamma}\ \overset{\perp}{d}\gamma \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = \\
&= (\cosh\gamma - 1)\ d\alpha \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = k_E\ d\alpha \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = [d\alpha^* - d\alpha] \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} \approx 1/2\ \gamma^2\ d\alpha \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu}; \\
&-\frac{\mathbf{d}\theta}{dt} = w_\theta \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = (\cosh\gamma - 1) \cdot w_\alpha \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = k_E\ w_\alpha \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu} = (w^*_\alpha - w_\alpha) \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_\mu}.
\end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

Благодаря именно нормальным отношениям, формула распространяется через (25) на псевдовинтовое движение, и как физически на орбитальные движения, а также на непрерывные неколлинеарные движения с α≠const!

Более того, в псевдоевклидовом пространстве-времени ТО и РКМ этот же ортосферический сдвиг суть негативный как –dΘ и –dθ в (25) и (26), но в квазиевклидовом бинарном пространстве с q=1, n=3 или 2 в $E^{n(1)}<Q^{n+1}$ он суть позитивный +dΘ и +dθ и также относительно $d\alpha_1$ в нормальной плоскости $E^{n(1)}<Q^{n+1}$ [10, с. 241] в квазиевклидовом пространстве.

В результате эта ортосферическая ротация с прецессией вокруг оси $\mathbf{e}_\mu$ выражается наиболее просто, кратко и понятно тригонометрически как:

$$d\theta = d\alpha_1 - \cosh\gamma_i\ d\alpha_1 \approx -\gamma_i^2/2\ d\alpha_1 < 0 \quad\Leftrightarrow\quad d\theta = d\alpha_1 - \cos\varphi_i\ d\alpha_1 \approx +\varphi_i^2/2\ d\alpha_1 > 0. \quad (27, 28)$$

Это есть универсальные дифференциальные тригонометрические формулы для всех ангулярных ортосферических девиаций, например, как дефект Ламберта в гиперболической геометрии Лобачевского на верхней части гиперболоида II Минковского, так и эксцесс Гарриота в сферической геометрии Эйлера на нашем ориентированном гиперсфероиде радиуса R. Она генерирует ортосферические аксиальные ротации {–dθ/dτ} в $E^{3(1)}<P^{3+1}$ с индуцируемой γ≠0 прецессией во времени в объемлющем P^{3+1}. Процесс есть отрицательная против $d\alpha_1$ *ротация с прецессией Томаса* [15]. Интересно, что эта прецессия, как энергетический отскок, служит также

выполнению Закона сохранения энергии [10, с. 260, 264]. Это в ОТО некоторые релятивисты бравируют якобы нарушениями этого Закона в космическом масштабе. Однако в ТО, базирующейся на идеях Пуанкаре, Закон соблюдается, даже только в силу применения Теоремы Нётер в P^{3+1}. Прецессия Томаса проявляется тогда, когда есть главное движение Г и γ. Если его нет, то и прецессии нет. Поэтому она *неинерционная* – см. под (6)!

В РКМ в орбитальном (формально спиновом) релятивистском движении микрообъекта, например, электрона, возникает главный момент спиновой ротации и небольшой индуцированный момент аксиальной ротации с прецессией общей 3-й нормальной оси $\mathbf{e}_{\mu}$ вместе с плоскостью спинового вращения объекта $E^{2(1)}<P^{3+1}$. Оба эти момента имеют одну физическую размерность, но они различаются как спин и как неинерционный момент аксиальной ротации с прецессией оси. Поэтому в РКМ они расщепляются с выявлением момента от прецессии Томаса. Она выражена у нас теми же ясными тригонометрическими формулами в логичной цепи (25), (26), (27) в базисе E_1 с приближаемой "половинкой Томаса" при $v \ll c$ и $\varepsilon = \pm\pi/2$.

Отметим, что Томас был пока единственным человеком, кто получил Нобелевскую Премию за результат именно в Теории Относительности с её экспериментальным подтверждением в РКМ (1926), причём в изначальном варианте от Пункаре [2] (1905) с *группой* преобразований Лоренца.

В базисе E_m, эта ротация физически зависит от ускорения и угла между скоростью и ускорением, как бы “скрытого” в простейшей формуле (27):

$$w_{\theta}^{*} = \frac{d\theta}{d\tau} = w_{\alpha}^{*} - w_{\alpha}^{*} \cdot \sqrt{1 + \sinh^{2}\gamma} = w_{\alpha}^{*} - w_{\alpha}^{*} \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{v^{*}}{c}\right]^{2}} = w_{\alpha}^{*} - \sqrt{[w_{\alpha}^{*}]^{2} + \left[\frac{\sin\varepsilon\ g}{c}\right]^{2}} < 0. \qquad (29)$$

Далее из (27), применяя *архаичные релятивистские факторы СТО* β и γ вместо тригонометрических функций, мы приходим в E_1 к давно известной в ТО *физической формуле* Фоппла и Даниэля [16], которые ещё в 1913 в Гёттингене предсказали теоретически побочную сферическую прецессию как кинематический эффект ТО (возможно, с использованием понятия "растяжение времени", введённого Минковским тоже в Гёттингене в 1908):

$$w_\theta = d\theta/dt = -w_\alpha[1/\sqrt{1-\beta'^2} - 1] = -w_\alpha \cdot (\gamma' - 1).$$

После Пуанкаре следующим пионером в применении тригонометрии в ТО стал Зоммерфельд. В статье [17] он вывел в скалярном виде первую формулу из (25) суммированием отрезков на гипотетической 2D сфере Ламберта радиуса iR, где при γ и v → 0 следовала "половинка Томаса". Таким образом, мы закончили рассмотрение ортосферических ротаций – интегральных и дифференциальных в ТО и в неевклидовых геометриях.

Глава 5. Релятивистский полёт к ближайшей звезде и его реальность.

Применим наш тригонометрический подход для строгого вывода точной *релятивистской* космической формулы Циолковского для ракеты Зенгера [18], движущейся реактивной силой фотонов [9, с. 234] (2004), [10, с. 203]:

$$F = m_0(\tau)\cdot g(\tau) = u\cdot\frac{dm_0(\tau)}{d\tau} \;\Rightarrow\; u\cdot\frac{dm_0(\tau)}{m_0(\tau)} = g(\tau)d\tau = c\,d\gamma(\tau) \Rightarrow$$
$$\Rightarrow m_0(\tau) = m_0\exp[-(c/u)\cdot\gamma(\tau)] = m_0\exp\{-(c/u)\cdot \mathrm{arsinh}\,[v^*(\tau)/c]\}, \qquad (30)$$

где m_0 и m есть начальная и текущая масса ракеты в базисе E_m, и u есть скорость истечения топлива, γ(τ)=arsin[v*(τ)/c]. Мы имеем дело здесь с гиперболическим движением выше в (II). Для гипотетической фотонной ракеты (как теоретически идеальный вариант) мы имеем при u=c:

$$m_0(\tau) = m_0\exp[-\gamma(\tau)] = m_0\exp\{-\mathrm{arsinh}\,[v^*(\tau)/c]\} = m_0\exp\{-\mathrm{artanh}\,[v(t)/c]\}.$$

Сравним величины собственной массы ракеты в терминах координатной и собственной скоростей фотонной ракеты по формуле Циолковского в её нашем *релятивистском варианте*:

$$m_0\exp(-v^*/c) < m_0\exp[-\mathrm{arsinh}\,(v^*/c)] = m_0\exp[-\mathrm{artanh}\,(v/c)] < m_0\exp(-v/c). \quad (\sinh\gamma > \gamma > \tanh\gamma)$$

Пусть гипотетическая фотонная ракета летит к звезде Proxima Centauri и её планетам (ближайшей к нам звёздной системе) и возвращается обратно к Земле.

Идеальные параметры по затратам времени для этого полёта:

– скорость истечения топлива u=c для фотонной ракеты (это как бы пока теоретический максимум возможности),

– постоянное ускорение g=10 *м/сек*^{2}, как на Земле, – по времени подобным *гиперболе* от t или с собственным временем по *катенари* от τ (“цепная линия“),

– дистанция в одну сторону L=2x≈40.3.10^{15}m≈4.25 световых лет.

Рассмотрим тригонометрические расчёты для туда и обратно реверсивного релятивистского движения по гиперболе и катенари.

Для такого полёта ракеты, разумеется, пока гипотетического мы имеем формулы:

$$\chi = L/2 = R\cdot(\cosh\gamma_{max} - 1),\quad \cosh\gamma = 1 + gx/c^2 = 1 + x/R \rightarrow (\cosh\gamma - 1)\sim x,\ (R = c^2/g);$$

$$\tau = 4(c/g)\gamma_{max},\qquad t^{(1)} = 4(c/g)\sinh\gamma_{max},\qquad t^{(1)}/\tau = \sinh\gamma_{max}/\gamma_{max};$$

$$v_{max} = c\cdot\tanh\gamma_{max},\qquad v^*_{max} = c\cdot\sinh\gamma_{max};$$

$$m_0(\tau)/m_0 = \exp[4(-c/u)\gamma_{max}],\quad \text{at } u = c:\ m_0(\tau)/m_0 = \exp[-4\gamma(\tau)],\ (\gamma = c\tau/R).$$

Расчёты дают следующие числовые результаты:

$$\chi \approx 20.15\cdot 10^{15}\ \text{m},\quad (L = 2\chi \approx 40.3\cdot 10^{15} m),\quad R \approx 9\cdot 10^{15}\ \text{m},\quad t_F \approx 305\ \text{days};$$

$$\cosh\gamma_{max} \approx 3.239,\quad \sinh\gamma_{max} \approx 3.081 > 1,\quad \tanh\gamma_{max} \approx 0.951 < 1,\quad \gamma_{max} \approx 1.844$$

под действием гиперболического тригонометрического неравенства $\cosh\gamma > \sinh\gamma > \gamma > \tanh\gamma$;

$v_{max} \approx 0.951c$ and $v^*_{max} \approx 3.061c$ с соответствующией разницей в обеих затратах времени,

$$t^{(1)} \approx 3.70\cdot 10^8\ \text{сек} \approx 11.7\ \text{лет},\ \tau \approx 2.21\cdot 10^8\ \text{сек} \approx 7,01\ \text{лет} < 2L \approx 8,50\ \text{световых лет!}$$

Первые оценки релятивистских космических полётов делал Ланжевен [19].

Эта тензорно тригонометрическая оценка космического полёта даёт, в частности, очень ясное и полное описание "Парадокса близнецов" в его идеальном режиме с Земным ускорением в начале и с замедлением затем. В итоге, мы имеем, что 1-й близнец-астронавт затрачивает собственное время τ≈7лет, а 2-й близнец пребывает на Земле до встречи с братом t≈11.7лет при t/τ ≈1.67. Земное время t_c движения света туда и обратно (для брата) со скоростью “c”, т.е. 2L≈8.50 light years, *больше*, чем собственное время, затраченное 1-м близнецом-астронавтом! Сверхсветовая средняя скорость космического полёта астронавта объясняется тем, что его собственное время постоянно сокращалось из-за действия внутреннего ускорения g. Свет летел туда и обратно со скоростью "c". В ускоренном движении можно превысить скорость света (!). Постулат Эйнштейна в ТО относится только к тангенсной скорости v. Наш героический астронавт при постоянном ускорении ракеты g летел туда и обратно с мгновенной синусной скоростью v*. Уменьшение собственной массы ракеты, согласно затрате топлива по нашей релятивистской формуле равно супервеличине:

$m_0(\tau)/m_0=\exp(-4\gamma_{max})\approx 1/1600$! Это дискредитирует полёт с g=10 *м/сек*^{2}.

Мы показали выше эквивалентность сокращения времени t/τ от влияния скорости ракеты v и от влияния ускорения ракеты g! Далее мы выявим, какой из этих двух факторов первичный, а какой производный от первого.

Фотонная ракета с Земным ускорением достигает собственной скорости v*=c за собственное время астронавта меньше, чем год, и далее её скорость увеличивается до v*=3c. Но в конце всего своего путешествия собственная масса ракеты (даже без груза) останется чрезвычайно малой (m_0/1600). Следовательно, такие космические полёты даже к ближайшим звёздам с возвращением астронавтов на Землю, согласно ТО, невозможны для современных людей (но не для микророботов со значительно большей допускаемой величиной g). Хотя, вроде бы как серьёзными физиками выдвигаются значительно более нелепые прожекты космических полётов с преодолением как бы искривлённого пространства-времени через туннели под названием "кротовые норы", как очередной псевдонаучный популизм.

Глава 6. Космические полёты в Солнечной системе и в дальний космос.

Суммарный 3-вектор *собственной* скорости $\mathbf{v}^*(\tau)=c(\sinh\gamma)\mathbf{e}_\alpha$ барицентра объекта или частицы *N* генерируется тригонометрически как синусная проекция 4-скорости Пуанкаре, а физически параллельным и нормальным внутренним ускорениями с использованием собственного времени τ:

$$\mathbf{v}^*(\tau)-\mathbf{v}^*(\tau_0)=c\cdot(\mathbf{sinh}\ \gamma-\mathbf{sinh}\ \gamma_0)=v^*(\tau)\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau)-v^*(\tau_0)\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau_0)= \tag{31}$$

$$=c\int_{\tau_0}^{\tau}\cos\varepsilon(\tau)\cdot\cosh\gamma_p(\tau)\cdot\frac{d\gamma_p}{d\tau}\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau)+c\int_{\tau_0}^{\tau}\sin\varepsilon(\tau)\cdot\cosh\gamma_p(\tau)\cdot\frac{d\gamma_p}{d\tau}\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\nu(\tau)=$$

$$=\int_{\tau_0}^{\tau}\cosh\gamma(\tau)\cdot\left[c\cdot\frac{d\gamma}{d\tau}\right]\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau)+\int_{\tau_0}^{\tau}\left[c\cdot\sinh\gamma(\tau)\cdot\frac{d\alpha}{d\tau}\right]\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\nu(\tau)=$$

$$=\int_{\tau_0}^{\tau}\frac{\overline{\overline{dv^*}}}{d\tau}\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau)+\int_{\tau_0}^{\tau}v^*(\tau)\cdot w_\alpha^*(\tau)\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\nu(\tau)=$$

$$=\int_{\tau_0}^{\tau}\cosh\gamma(\tau)\cdot\overline{\overline{g}}(\tau)\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau)+\int_{\tau_0}^{\tau}\overset{\perp}{g}(\tau)\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\nu(\tau),$$

где dα есть дифференциал ортосферических ротаций вектора $\mathbf{e}_\alpha(\tau)$;

$$\cosh\gamma\cdot\overline{\overline{g}}(\tau)=\frac{\overline{\overline{dv^*}}}{d\tau}=\overline{\overline{g}}\,^*(\tau),\quad c\frac{\overset{\perp}{d\gamma}}{d\tau}=\frac{\overset{\perp}{dv^{(m)}}}{d\tau}=\overset{\perp}{g}[t(\tau)]=v^*(\tau)\cdot w_\alpha^*(\tau).\quad(\overline{\overline{g}}\,^{*2}+\overset{\perp}{g}{}^2=g^2.)\quad(32,33)$$

При собственной скорости объекта v*(τ)=c[sinhγ(τ)] здесь фигурируют его тангенциальное ускорение и его нормальное внутреннее ускорение – оба во времени τ и $w^*_\alpha(\tau)$=dα/dτ как его собственная ангулярная скорость в нормальной части движения *N* по мировой линии. Ускорения в (32, 33) генерируют Относительную и Абсолютную Теоремы Пифагора в (22).

Суммарный 3-вектор *координатной* скорости **v**(t)=c(tanhγ)$\mathbf{e}_\alpha$ барицентра объекта или частицы *N* генерируется тригонометрически как тангенсная проекция 4-скорости Пуанкаре, а физически параллельным и нормальным ускорениями с использованием координатного времени t:

$$\mathbf{v}(t)-\mathbf{v}(t_0)=c\cdot(\mathbf{tanh}\ \gamma-\mathbf{tanh}\ \gamma_0)=v(t)\cdot\mathbf{e}_\alpha(t)-v(t_0)\cdot\mathbf{e}_\alpha(t_0)= \tag{34}$$

$$=c\int_{t_0}^{t}\cos\varepsilon\cdot\mathrm{sech}^2\gamma_p(t)\cdot\frac{d\gamma_p}{dt}\,dt\cdot\mathbf{e}_\alpha(t)+c\int_{t_0}^{t}\sin\varepsilon\cdot\mathrm{sech}^2\gamma_p(t)\cdot\frac{d\gamma_p}{dt}\,dt\cdot\mathbf{e}_\nu(t)=$$

$$=\int_{\tau_0}^{\tau}\mathrm{sech}^2\gamma(\tau)\cdot\left[c\cdot\frac{d\gamma}{d\tau}\right]\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau)+\int_{\tau_0}^{\tau}\mathrm{sech}^2\gamma(\tau)\cdot\left[c\cdot\sinh\gamma(\tau)\cdot\frac{d\alpha}{d\tau}\right]d\tau\cdot\mathbf{e}_\nu(\tau)=$$

$$=\int_{t_0}^{t}\frac{\overline{\overline{dv}}}{dt}dt\cdot\mathbf{e}_\alpha(t)+\int_{t_0}^{t}v(t)\cdot w_\alpha^*[\tau(t)]\,dt\cdot\mathbf{e}_\nu(t)=$$

$$=\int_{t_0}^{t}\mathrm{sech}^3\gamma(t)\cdot\overline{\overline{g}}[\tau(t)]\,dt\cdot\mathbf{e}_\alpha(t)+\int_{t_0}^{t}\mathrm{sech}\ \gamma(t)\cdot\overset{\perp}{g}[\tau(t)]\,dt\cdot\mathbf{e}_\nu[\tau(t)],$$

где $t_0=\tau_0,\ t=t(\tau)$.

Параллельное и нормальное координатные ускорения с формулами для инициирующей их внутренней силы F, действующей на объект N во времени t и τ, Тензорная Тригонометрия даёт также просто и наглядно:

$$\overline{\overline{g}}^{(1)}(t) = \operatorname{sech}^3\gamma\cdot\overline{\overline{g}}[\tau(t)] = \frac{\overline{\overline{dv}}}{dt},\quad \overset{\perp}{g}^{(1)}(t) = \operatorname{sech}\gamma\cdot\overset{\perp}{g}[\tau(t)] = \frac{\overset{\perp}{dv}}{dt} = v(t)\cdot w^*_\alpha[\tau(t)]. \qquad (35,36)$$

$$\overline{\overline{F}} = \cos\varepsilon\cdot m_0 g = m_0\cdot\cosh^3\gamma\cdot\overline{\overline{g}}^{(1)}(t)\approx m\overline{\overline{g}},\ \ \overset{\perp}{F} = \sin\varepsilon\cdot m_0 g = m_0\cdot\cosh\gamma\cdot\overset{\perp}{g}^{(1)}(t)\approx m\,\overset{\perp}{g} = mvw\ (v\ll c). \quad (37)$$

Собственная длина пути **x** оценивается ниже тоже по двум вариантам с разделением по параметрам времени $t_0=\tau_0$ и $t=t(\tau)$ при действии условия одновременности. В базисе E_1, из (31) и (34) мы получаем два идентичных интеграла для одного и того же пути **x** при текущих $\tau<t$:

$$\begin{aligned}
&\mathbf{x}_\tau(\tau)-\mathbf{x}_0 \equiv \mathbf{x}_t(t)-\mathbf{x}_0 = \int_{\tau_0}^{\tau} v^*(\tau)\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau)\,d\tau \equiv \int_{t_0}^{t} v(t)\cdot\mathbf{e}_\alpha(t)\,dt \equiv\\
&\equiv \int_{\tau_0}^{\tau}\left[v_0^*\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau_0) + \int_{\tau_0}^{\tau}\cosh\gamma(\tau)\cdot\overline{\overline{g}}(\tau)\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau) + \int_{\tau_0}^{\tau}\overset{\perp}{g}(\tau)\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\nu(\tau)\right]d\tau =\\
&= \int_{\tau_0}^{\tau}\left[v_0^*\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau_0) + \int_{\tau_0}^{\tau}\overline{\overline{g}}^{\,*}(\tau)\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\alpha(\tau) + \int_{\tau_0}^{\tau}\overset{\perp}{g}(\tau)\,d\tau\cdot\mathbf{e}_\nu(\tau)\right]d\tau \equiv\\
&\equiv \int_{t_0}^{t}\left[v_0\cdot\mathbf{e}_\alpha(t_0) + \int_{t_0}^{t}\operatorname{sech}^3\gamma(t)\cdot\overline{\overline{g}}(t)\,dt\cdot\mathbf{e}_\alpha(t) + \int_{t_0}^{t}\operatorname{sech}\gamma(t)\cdot\overset{\perp}{g}(t)\,dt\cdot\mathbf{e}_\nu(t)\right]dt =\\
&= \int_{t_0}^{t}\left[v_0\cdot\mathbf{e}_\alpha(t_0) + \int_{t_0}^{t}\overline{\overline{g}}^{(1)}(t)\,dt\cdot\mathbf{e}_\alpha(t) + \int_{t_0}^{t}\overset{\perp}{g}^{(1)}(t)\,dt\cdot\mathbf{e}_\nu(t)\right]dt. \qquad (38)
\end{aligned}$$

Вариации времени подобного 1-го дифференциала косинуса движения пропорциональны работе A тангенциальной проекции внутренней силы F (с ортой $\mathbf{e}_\alpha$), содержащие эти инкременты движения N, как в (11), но с $\{I^{-+}\}$:

$$\begin{aligned}
&\left.\frac{d(ct)}{d(c\tau)}\right|_{\tau_0}^{\tau} = \int_{\gamma_0}^{\gamma} d\cosh\gamma = \int_{\gamma_0}^{\gamma}\mathbf{sinh}\gamma\ \mathbf{d}\gamma = \int_{\gamma_0}^{\gamma}(\sinh\gamma\cdot\mathbf{e}_\alpha)\ (d\gamma\cdot\mathbf{e}_\beta) = \int_{\gamma_0}^{\gamma}\cos\varepsilon(\tau)\cdot\sinh\gamma\ d\gamma =\\
&= \frac{1}{c^2}\cdot\int_{\tau_0}^{\tau}\cos\varepsilon(\tau)\cdot v^*(\tau)\cdot g(\tau)d\tau = \frac{1}{c^2}\cdot\int_{t_0}^{t}\cos\varepsilon[\tau(t)]\cdot v[\tau(t)]\cdot g[\tau(t)]\ dt = \frac{1}{c^2}\cdot\int_{\chi_0}^{\chi}\cos\varepsilon(\chi)\cdot g(\chi)\ d\chi =\\
&= \frac{1}{m_0c^2}\cdot\int_{\chi_0}^{\chi}\cos\varepsilon(\chi)\cdot F(\chi)\ d\chi = \frac{1}{m_0c^2}\cdot\int_{\chi_0}^{\chi}\overline{\overline{F}}(\chi)\ d\chi = \frac{A}{m_0c^2} = \frac{A}{E_0} = \frac{\Delta E}{E_0} = \cosh\gamma-\cosh\gamma_0. \qquad (39)
\end{aligned}$$

При $\gamma_0 = 0$: $\boxed{A/m_0c^2 = A/E_0 = k_E = \cosh\gamma - 1} \Rightarrow \boxed{E = \cosh\gamma\cdot E_0 = m_0c^2 + A = E_0 + A = mc^2}$.

Скалярная $E_0=m_0c^2$ и векторная $\mathbf{P}_0=m_0\mathbf{c}$ формулы для энергии и 4x1-момента объекта N на мировой линии валидируются из (10) и (11) – тригонометрических 4x4-тензоров энергии-момента и 4x1-момента.

Впервые, как *скалярные*, эти формулы для энергии и момента применял в статье [20, с. 260] (1900) великий и универсальный учёный и философ науки Анри Пуанкаре для электромагнитного излучения света в 2х конкретных видах: mc=p=E/c и F=mc/t=E/ct=N/c. Важно, что Пуанкаре открыл инерцию излучения и его массу, оценив, какая колоссальная *энергия* E и *мощность* N отвечают грамму излучения. Существенное в его балансах энергии и моментов есть то, что в электромагнитной теории света Максвелла есть вектор-параметр **П**/c2, где **П** – вектор Пойнтинга и $c^2=1/(\varepsilon_0\mu_0)$ был как *экспериментальный коэффициент*, возникший в рациональной системе физических единиц с единицей тока "Ампер" вместо системы единиц CGS Гаусса – см. далее!

Аналогичная ситуация с «c^2» имеется в гравитации, где он появляется при трансляции от безразмерной Тензорной Тригонометрии к потенциалам – гравитационным и ускорительным. Тогда фактор $c^2=1/(\varepsilon_0\mu_0)=E/m=(\nu\lambda)^2$ объединяет ТО, электромагнетизм и гравитацию, но лишь в P^{3+1} и Q_c^{3+1} (!).

Затем эту формулу получили как $m=E/c^2$ Эйнштейн в 1905 для массы электромагнитной энергии теплового излучения в [21] и как $E=mc^2$ Льюис в 1908 для кинематической энергии релятивистского движения в [22]. Приоритет её открытия принадлежит Пуанкаре от 1900г. Реально формула выявляется именно в P^{3+1} как в (39) (!). Однако в ОТО эта формула берётся из СТО для замены массы, но в ОТО она не выводится! Где логика ОТО?

Для путешествий в *дальний* Космос мы должны принять, что орты $\mathbf{e}_\nu$ и $\mathbf{e}_\mu$ отсутствуют в релятивистских формулах (31)–(39), $\mathbf{e}_\beta=\mathbf{e}_\alpha$ и движение по $\mathbf{e}_\alpha$.

Глава 7. Ускорительный и гравитационный косинусы, влияние на время.

Из (11) и (16)–(19) следует, что замедлением времени как dt/dτ и ему пропорциональной энергией $E=mc^2$ объекта N управляет гиперболический косинус coshγ=d(ct)/d(cτ) от угла движения γ при мировой линии N через угловые скалярные элементы 4x4-тензоров (11).

В 3х3 евклидовой части тензоров косинус участвует только в оценке работы А= ΔЕ в проекции на евклидово направление движения. Отсюда следует, что в релятивистском движении объекта *N* косинусные отношения для замедления времени dt/dτ и для прироста энергии E/E_0 или потенциала Π/Π_0 равны. Это ещё более очевидно из-за пропорциональности псевдоевклидовых инвариантов в (11) с общим углом движения γ при мировой линии массивного объекта *N* в пространстве-времени Минковского P^{3+1} с $\{I^{-+}\}$ с *положительной* угловой клеткой (+1), делающей и энергию Е, и потенциалы П положительными (!) со стрелой времени {ct}, но при *мнимом* E^3 (!) – как в ОТО с *кривым* E^3.

Введём важное для дальнейшего понятие *энергетическое отношение*:

$$k_E = \cosh\gamma - 1 = \frac{d(ct)}{d(c\tau)} - 1 = \frac{E}{E_0} - 1 = \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{A}{E_0} = \frac{m_0 \cdot \Delta\Pi}{m_0 \cdot c^2} = \frac{\Delta\Pi}{c^2} = \frac{\Delta\Pi}{\Pi_0} = \frac{\Pi - \Pi_0}{\Pi_0} = \frac{\Pi}{\Pi_0} - 1. \quad (40)$$

Относительные скалярные потенциалы $\Delta\Pi_j$ при тензоре $\{I^{-+}\}$ от разных причин, но в одной и той же мировой точке, суммируются аддитивно (с размерностью квадрата скорости). Когда все эти $\Delta\Pi_j$ равны, тогда мы имеем простейшие аддитивные – точную и приближённую формулы для их суммирования в мировой точке объекта *N* на его мировой линии:

$$\frac{d(ct)}{d(c\tau)} - 1 = q \cdot k_E = q\frac{\Delta\Pi}{\Pi_0} = q\frac{\Delta\Pi}{c^2} = q \cdot (\cosh\gamma - 1) \approx \cosh^q\gamma - 1 \quad (\text{ the latter at } v \ll c, \text{ or } \gamma \to 0). \quad (41)$$

Установим связь любого одинарного относительного потенциала ΔП с достигнутыми синусной или тангенсной 3-скоростями, т. е. *интегрально* или как при *дискретных* преобразованиях Лоренца из E_1 в E_m в их канонической форме, например, в (1) и пока как бы в отсутствие тяготения:

$$\cosh\gamma = \frac{d(ct)}{d(c\tau)} = 1 + \frac{\Delta\Pi}{c^2} = \sqrt{1 + \sinh^2\gamma} = \frac{1}{\mathrm{sech}\gamma} = \frac{1}{\sqrt{1 - \tanh^2\gamma}} = \sqrt{1 + (v^*/c)^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \to$$

$$\to \Delta\Pi_a = k_E \cdot c^2 = (\cosh\gamma - 1) \cdot c^2 = [\sqrt{1 + (v^*/c)^2} - 1] \cdot c^2 = \frac{c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - c^2 \approx \frac{v^{*2}}{2} \approx \frac{v^2}{2}. \quad (42)$$

Разлагая в ряд гиперболический косинус, мы выражаем эти же представления также дискретно, но проще и универсальнее:

$$\Delta\Pi = k_E \cdot c^2 = (\cosh\gamma - 1)\cdot c^2 \approx \frac{\gamma^2}{2}\cdot c^2 \approx \frac{v^{*2}}{2} \approx \frac{v^2}{2}, \quad (\sinh\gamma > \gamma > \tanh\gamma). \tag{43}$$

В случае свободного движения объекта или частицы N, вызываемого действием гравитации от астрономической массы M, в мировой точке объекта N действует эквивалентность гравитационного потенциала Π_f *и генерируемого кинематического потенциала* Π_a:

$$\frac{fMm}{R} = \Delta E \approx \frac{mv^{*2}}{2} \approx \frac{mv^2}{2} \;\Rightarrow\; \frac{fM}{R} \approx \frac{v^{*2}}{2} \approx \frac{v^2}{2} \;\Rightarrow\; \Delta\Pi_f = \frac{fM}{R} = \frac{\Delta E}{m} = \Delta\Pi_a > 0. \tag{44}$$

Введём 4x4-тензор $\mathbf{T}_\Pi = c^2 \mathrm{roth}\Gamma$ потенциала N в (9)–(11), но теперь с $\{I^{-+}\}$. Нас в дальнейшем будет интересовать его *аддитивная угловая клетка* П: $\Pi=\Pi_0+\Delta\Pi=c^2+\Delta\Pi$, в частности, пропорциональная этой клетке в $\mathbf{T}_E$ в (11): $E=E_0+\Delta E=m_0c^2+\Delta E$, хотя и другие клетки интересны, но для других целей.

В пространстве-времени Минковского P^{3+1}, в его космической области с астрономической массой М, её *ньютонов гравитационный потенциал*, относимый математически в угловую клетку тензора потенциала $\mathbf{T}_\Pi$ выше, *имеет знак* (+) *под действием знакопеременного единичного метрического тензора* $\{I^{-+}\}$ при соответствии его угловой клетки (+1) овеществлённой стреле времени {ct}. Тогда Π_0, $\Delta\Pi_f$, $\Delta\Pi_a$ будут *положительные, но времени подобные понятия* (как понятия П и Е в ОТО). Однако в оригинальном комплексном квазиевклидовом пространстве-времени Пуанкаре Q_c^{3+1} с *евклидовым метрическим тензором* $\{I^+\}$, но с *рефлектор тензором* $\{I^{+-}\}$ и с мнимой стрелой времени {ict}, *энергия* и *потенциалы – отрицательные и времени подобные*, как принято *лишь для* П в классической физике (?!).

В ТО дискретные преобразования Лоренца для координат объекта *N* применяются при их трансляции из исходного базиса относительного покоя $E_1=\{I\}$ в базис движения E_2 или E_m в P^{3+1}. Но в ТО галилеев базис E_m

может быть *мгновенным при неинерциальном движении* с ускорением и замедлением! Их самая простая и понятная наша каноническая тензорная тригонометрическая форма в $E_1=\{I\}$ (1) и (2) теоретически обусловлена однородностью и изотропией пространства-времени Минковского. При *непрерывных* ускоренных движениях, с базисом покоя E_1 и с мгновенными базисами E_m, на локальное замедление течения собственного времени $d\tau$ относительно течения координатного времени dt в E_1 оказывает действие – см., например, в [10, с. 236] внутреннее ускорение объекта N как:

$$g = c\ d\gamma/d\tau \rightarrow d\tau = c\ d\gamma/g \quad (\gamma = \mathrm{arsinh}\ v^*/c = \mathrm{artanh}\ v/c) \tag{45}$$

по пути **x** в E_1, так как угол движения γ выражается тоже в исходном E_1.

В пространстве-времени Минковского P^{3+1}, в присутствии гравитации, внутреннее кинематическое ускорение g_a и локальная напряжённость гравитации g_f влияют дифференциально и интегрально эквивалентно на релятивистское замедление собственного времени τ движущегося объекта с Ньютона эквивалентной кинематической и гравитационной массой [23].

В приложениях Тензорной Тригонометрии к Релятивистской Физике *энергетическое отношение* $k_E=(\cosh\gamma-1)$ действует либо с прибытком энергии как в (41) и в сдвиге перигелия орбиты Меркурия (см. далее) или с энергетическим отскоком как в ротации с прецессией Томаса в (27). С ньютоновой эквивалентностью понятий механического и гравитационного ускорения далее мы вводим тригонометрические понятия ускорительный и гравитационный косинусы [10, с. 259], а также выявим строго связь k_E с относительным потенциалом $\Delta\Pi$ для любого материального объекта N, движущегося прямолинейно от тангенциального действия ускорения g:

$$d\cosh\gamma = \sinh\gamma\ d\gamma = \frac{v^*}{c}\cdot\frac{g}{c}\ d\tau = \frac{g\ dx}{c^2} = \frac{F\ dx}{m_0c^2} = \frac{dA}{m_0c^2} = \frac{dE}{m_0c^2} = \frac{|d\Pi|}{c^2}. \tag{46}$$

Для тангенциальных движений замедления времени от одного фактора k:

$$\cosh\gamma_{(a)} = \frac{d(ct)}{d(c\tau)} = 1+\int_0^x \frac{g_a\,dx}{c^2} = 1+\int_0^x \frac{F_a\,dx}{m_0c^2} = 1+\int_{\Pi_0}^{\Pi_a} \frac{d\Pi_a}{c^2} = 1+\frac{\Delta\Pi_a}{c^2} = 1+\frac{A}{E_0} \rightarrow\ k_E = \frac{\Delta\Pi_a}{c^2}. \quad (47)$$

$$\cosh\gamma_{(f)} = \frac{d(ct)}{d(c\tau)} = 1+\int_0^x \frac{g_f\,dx}{c^2} = 1+\int_{\Pi_0}^{\Pi_f} \frac{d\Pi_f}{c^2} = 1+\frac{\Delta\Pi_f}{c^2} = 1+\frac{fM_0}{r\cdot c^2} \rightarrow\ k_E = \frac{\Delta\Pi_f}{c^2}. \quad (48)$$

Для круговых нормально ускоренных движений мы имеем здесь также одинарные, т.е. от одного k, но *постоянные* замедления времени:

$$\cosh\gamma_{(a)} = \frac{d(ct)}{d(c\tau)} = 1+\frac{\Delta\Pi_a}{c^2} = 1+\frac{A}{m_0c^2} = 1+\frac{\Delta E_a}{m_0c^2} \approx 1+\frac{v^{*2}}{2c^2} = 1+\frac{v^*w_r^*\cdot r}{2c^2} = 1+\frac{g_a\cdot r}{2c^2} = 1+\frac{(r\cdot w_r^*)^2}{2c^2}. \quad (49)$$

$$\cosh\gamma_{(f)} = \frac{d(ct)}{d(c\tau)} = 1+\frac{\Delta\Pi_f}{c^2} = 1+\frac{fM_0}{r\cdot c^2} = 1+\frac{\Delta E_f}{m_0c^2} \approx 1+\frac{v^{*2}}{2c^2} = 1+\frac{v^*w_f^*\cdot r}{2c^2} = 1+\frac{g_f\cdot r}{2c^2} = 1+\frac{(r\cdot w_r^*)^2}{2c^2}. \quad (50)$$

Ускорительный косинус в базисе E_1 связан с ускорением и потенциалом формулами (47) и (48). Гравитационный косинус в базисе E_1 связан с напряжённостью и потенциалом формулами (49) и (50).

Примем логично, что $\Pi_0=c^2$ суть *реперный вселенский потенциал*. Тогда $\Delta\Pi=\Pi-\Pi_0$ есть относительный потенциал и считается относительно Π_0, фигурирующего ранее в (40). Абсолютным способом $\Delta\Pi$ не определяется, как и относительная скорость v. От массы объекта *N* он не зависит.

Например, в солнечной системе, исходя из массы M для Солнца, потенциальная характеристика может определяться на расстоянии R от центра Солнца либо через 1-ю космическую скорость из $v^2\{I\}=fM/R$, или через 2-ю космическую скорость из $v^2\{II\}=2fM/R$, которая больше первой в $\sqrt{2}$ раз; – либо тождественно как $v^2\{II\}/2=v^2\{I\}=fM/R=\Delta\Pi_f$.

Если обе эти скорости искусственно приравняем к "c", то для округлой "чёрной дыры" производятся её условные радиусы Митчела (1783) и Шварцшильда (1916) также как бы из 1-й и 2-й космической скорости, но которые для фотонов обе равны "c". Эти радиусы суть *расплывчатые* понятия, измерить их невозможно. Коэффициент "2", с учётом нахождения в P^{3+1}, может объясняться опять эквивалентностью ускорительного и гравитационного потенциалов для свободных движений с суммированием

2x П на горизонте событий "чёрной дыры". Оба эти потенциала создаются центростремительными ускорением g_a и напряжённостью g_f в (49), (50).

В самом общем случае, для свободного релятивистского движения любой массы m под влиянием гравитации с эквивалентным действием на её собственное время ускорительного и гравитационного косинусов через потенциалы ускорения и гравитации в (47), (48) или (49), (50) мы имеем из (41) удвоенные значения её относительного потенциала ΔП, например, с его приближением к $v^{*2}=v^{*2}\{II\}$ или $v^2=v^2\{II\}$ (т.е. также, как для 2-й космической скорости) в силу эквивалентности внутреннего ускорения g_a и напряжённости g_f. С возрастанием потенциала в 2 раза гиперболический угол движения γ_σ и его косинус увеличиваются при q=2, как указано ниже:

$$\cosh\gamma_\sigma=\frac{d(ct)}{d(c\tau)}=1+2\frac{\Delta\Pi}{c^2}=\frac{c^2+2\Delta\Pi}{c^2}=\frac{\Pi_0+2\Delta\Pi}{\Pi_0}=\frac{\Pi_0+\Delta\Pi_\sigma}{\Pi_0}=\frac{\Pi}{c^2}=\frac{\Pi}{\Pi_0}\approx\cosh^2\gamma>\cosh\gamma, \quad (51)$$

$$\cosh\gamma_\sigma-1=2\frac{\Delta\Pi}{c^2}=\frac{\Delta\Pi_\sigma}{c^2}=\frac{\Delta\Pi_\sigma}{\Pi_0}=2\cdot k_E=2\cdot(\cosh\gamma-1)\approx\cosh^2\gamma-1 \quad (\text{ at } v\ll c). \qquad (52)$$

Если же перейти теоретически на мировую линию объекта *N* в P^{3+1}, где действует абсолютная 4-скорость Пуанкаре **c**, то там этот объект имеет абсолютный потенциал $\Pi=\Pi_0+\Delta\Pi_\sigma$ при тензоре $\{I^{-+}\}$ и действующий в абсолютном движении материи, в том числе с прямо пропорциональным влиянием отношения Π/Π_0 на течение времени dτ объекта *N*:

$$\cosh\gamma_\sigma=\frac{d(ct)}{d(c\tau)}=\frac{E}{E_0}=\frac{mc^2}{m_0c^2}=\frac{m_0\Pi}{m_0\Pi_0}=\frac{\Pi}{\Pi_0}=1+\frac{\Delta\Pi_\sigma}{\Pi_0}=1+\frac{\Delta\Pi_\sigma}{c^2}=\frac{c^2+\Delta\Pi_\sigma}{c^2}=\frac{\Pi_0+\Delta\Pi_\sigma}{\Pi_0}. \quad (53)$$

Соотношение $\Pi_0=c^2$ и фундаментальная формула $E_0=m_0c^2$ есть пока, вроде бы, как сами по себе, но у них явно должна быть связь. Современные релятивисты применяют практически лишь вариант $E=mc^2$ и напрасно. Понятия E_0 и m_0 для конкретного физического объекта в состоянии покоя есть тоже фундаментальные и интересные характеристики. Но мы сначала вернёмся к *соотношению* $\Pi_0=c^2$, поскольку в нём скорость света функционально связана со значением *реперного вселенского потенциала*

Π_0 – одного и того же в различных косинусных формулах (47)–(50) для замедлений времени от эквивалентных кинематического ускорения и гравитационной напряжённости. Если реперный потенциал Π_0 – величина не постоянная, то тогда и "c" не должна быть абсолютной константой во Вселенной. Это должно определяться генезисом реперного потенциала Π_0.

Следовательно, чтобы ответить на актуальный в наше время и кардинальный вопрос: "*Является ли скорость света в космическом вакууме строго постоянной величиной или нет*?", – нам для начала надо выяснить суть реперного вселенского потенциала $\Pi_0=c^2$ в (40) и (53) – положительного с принятым метрическим тензором $\{I^{-+}\}$ как исходно в ОТО (для положительности энергии и потенциала) и с *положительной угловой клеткой*. Он же должен иметь своё какое-то и понятное природное происхождение и свой физический смысл в пространстве и времени P^{3+1}.

“Мы логично формулируем, что в любой мировой точке Вселенной Π_0 *продуцируется суммой относительных потенциалов гравитации* $\Delta\Pi_{f(j)}$ *в ней всех материальных объектов и иной материи, если их количество конечное, или их сходящейся интегральной суммой, если оно бесконечное*. Относительные потенциалы движения материи $\Delta\Pi a_{(k)}$ также сюда входят.”

Из этого утверждения следует, что реперный вселенский потенциал Π_0 (с тензором $\{I^{-+}\}$) определяет скорость света "c" в космическом вакууме и масштабный фактор "c" Пуанкаре в стреле времени {ct} в данном месте и в данное время. То есть скорость света в вакууме не есть константа, а первично она есть функция $c=\mathbf{F}(\Pi_0)=\sqrt{\Pi_0}$, где Π_0 функционально строго привязан к месту **x** и времени t, или к мировой 4x1-точке **u**, например, в базисе E_1, приложенном в ней, как *функция отклика* от **u**. Π_0 зависит от распределения материи Вселенной по отношению к этой мировой точке **u**!

В виду того, что абсолютный потенциал есть $\Pi=\Pi_0+\Delta\Pi_\sigma$, то косинус гиперболического угла при мировой линии объекта *N* в мировой точке есть $\cosh\gamma_\sigma=(\Pi_0+\Delta\Pi_\sigma)/\Pi_0=1+\Delta\Pi_\sigma/\Pi_0\geq1$. Он не ограничен сверху, начиная с «1».

Несмотря на относительную близость к нам нашего Солнца его разовый потенциальный вклад $\Delta\Pi_f$ к значению "c" по такой причине очень мал. Так, в окрестности поверхности Солнца $R=6{,}95\ 10^8$ м он составляет:

$\Delta c=[\sqrt{}(c^2+\Delta\Pi_{f(s)})-c]=[\sqrt{}(c^2+v^2\{I\}_s)-c]=c[\cosh\gamma-1]=c\ k_E\approx+317$ м/сек.

Такие отклонения «с» в солнечной системе незначительны, но, в принципе, они определяемы, например, радиолокацией Меркурия с измерением "с".

Однако Солнце действует с направленной напряжённостью g_f своей гравитации, что ведёт ко всем GR-эффектам в солнечной системе. С точки зрения Вселенной в целом, наше Солнце есть лишь микроскопический объект – затерянный муравей на краю одной из многочисленных и малых спиральных галактик “Млечный Путь”. (Как в них смотрятся наши люди?)

Поэтому локальная скорость света принимается физиками неизменной во всех формулах и уравнениях с ней – даже для глобального мира как "константа с". В Электромагнитной Теории Света Максвелла (1873) тот же исходный фактор c^2 был некоторым экспериментальным коэффициентом в системе мер с единицей тока "ампер" в сравнении с CGS Гаусса. Он оказался удивительно близким к квадрату скорости света, которую уже ранее довольно точно оценил астроном Джеймс Брэдли (1728).

Это даёт нам непосредственную связь в формуле $c^2=\Pi_0=1/(\varepsilon_0\mu_0)=(\nu\lambda)^2$ электромагнетизма, гравитации и ТО с РКМ, как и то, что фотоны с их электромагнитным происхождением и массой отклоняются гравитацией нормальной к пути проекцией напряжённости гравитации $\mathbf{g}_f$.

Мы можем теперь вернуться к трактовке E_0 и m_0, E и m.

1. Если потенциал $\Delta\Pi_f$=fM/R действует на m_0, то он придаёт ей энергию:

$\Delta E = \Delta\Pi_f m_0 = fMm_0/R \approx m_0v^2\{II\}/2 = m_0v^2\{I\}$, как в (44).

2. Если потенциал Π_0 действует на m_0, то он даёт ей полную энергию:

$E_0 = \Pi_0 m_0 = m_0c^2$, как в (39)!

3. Если Π_0 действует на m, то он даёт ей энергию $E = \Pi_0 m = mc^2$, как в (53)!

Отсюда ещё *дополнительно* заключаем, что m_0 и m есть одновременно *инерционная*, *гравитационная*, *электромагнитная* масса нулевая и полная!

Обсудим также возможную историю генезиса Π_0. Так, аффинная топология пространства-времени Природы и как его хорошая *модель* P^{3+1} придаёт ему свойства неограниченности и бесконечности. Но бесконечная пространству подобная 3D евклидова часть нашего 4D мира с равномерно распределённой материей должна иметь, согласно Парадоксу Олберса (1826), светлое ночное небо – противоположно конечному миру Вселенной радиус-параметра R. Однако математическая бесконечность P^{3+1} вовсе не означает бесконечности массы всей мировой материи и соответственно её равномерного распределения в реальной Вселенной. Эти предпосылки могут реально отсутствовать. Априори геометрия реального пространства-времени в большом тут не обсуждается, и она не известна!

Полное знание о глобальном устройстве нашей Вселенной, в принципе, не достижимо. Прежние иллюзии учёных о достижении полного знания в Математике были разрушены Теоремами Гёделя о неполноте. Но в Теоретической Физике идея о трансцендентности природы Вселенной в целом ещё далеко не осознана. В настоящее время есть две главные гипотезы возникновения и развития материального мира Вселенной.

Либо, согласно теории "Большого Взрыва" от Георгия Гамова, когда появляется вся масса материи; или, согласно теории "Пульсирующей Вселенной" Роджера Пенроуза, где масса и энергии материи сохраняются. Если это будет доказано, то тогда скорость света и фотонов Эйнштейна с масштабным фактором Пуанкаре в его стреле времени могут значительно изменяться в критических фазах создания потенциала $П_0$. Изменения скорости света возможны и при супермассивных космических объектах.

Далее надо обосновать, что изложенный нами выше подход к Теории Относительности с действием гравитации с применением ускорительных и гравитационных косинусов и потенциалов, точно соответствует, прежде всего, известным астрономическим отклонениям в солнечной системе!

Глава 7. Тригонометрическая и потенциальная трактовка GR-эффектов.

Для строгой трактовки всех GR-эффектов в солнечной системе в рамках ТО в пространстве времени Минковского P^{3+1} мы применяем введённые выше ускорительные и гравитационные косинусы и потенциалы. Мы выводим точные тригонометрические формулы GR-эффектов с физической интерпретацией, следуя подходам в 3м издании монографии Тензорная Тригонометрия [10]. Однако апологетами Общей Теории Относительности их приближённые физические формулы для всех GR-эффектов бездоказательно и безапелляционно относятся только как к следствиям из ОТО. Приближённый характер формул ОТО для этих GR-эффектов есть прямое следствие искривления пространства-времени!

Рядовой читатель, не искушённый в очень сложном абсолютном тензорном исчислении, должен доверять только лишь загадочным формулировкам типа "Это следствие из уравнений ОТО" без какого-либо ясного и понятного конкретного физического объяснения. Создаётся видимость, что это есть что-то недоступное рядовому человеку, но только элите из как бы закрытого клуба ОТО. Правильных результатов, но не приближённых, а математически и физически точных, мы достигаем, применяя значительно более простое наглядное *ортогональное тензорное исчисление* из нашей Тензорной Тригонометрии и используя совершенное пространство-время Минковского как естественное для ТО.

Вместе с тем мы возвращаем Теорию Относительности в её исторически оригинальную форму Анри Пуанкаре. В ней действуют преобразования координат и сокращение Лоренца, абсолютная 4-скорость Пуанкаре для любого вида материи вдоль регулярных мировых линий Минковского и гиперпространство Лобачевского для наглядного отображения в ней всей релятивистской кинематики (скоростей и ускорений) и динамики (энергии и всех моментов), и много-много того, что было просто отъято у ТО с появлением ОТО, в т.ч. реальную совместимость Теории Относительности с Релятивистской Квантовой Механикой, Теорией инерции материи Хиггса и с другими также фундаментальными теориями в пространстве-времени Минковского или в комплексном пространстве-времени Пуанкаре.

Апологеты ОТО пишут и пропагандируют более 100 лет, что GR-эффект "Релятивистский сдвиг перигелия Меркурия" объясняется только в рамках ОТО и безапелляционно утверждают, что этот эффект подтверждает истинность ОТО. Наше тригонометрическое решение с его физической интерпретацией в рамках ньютоновских теорий и Теории Относительности в P^{3+1} базируется на трёх косинусных сокращениях собственного времени для Меркурия с их удвоением в силу эквивалентности ускорительного и гравитационного косинусов при его свободном движении от действия на него гравитации Солнца. Исходно оно основано на применении методов *псевдоевклидовой* Тензорной Тригонометрии в [9] и [10].

Если бы Меркурий проходил Ньютонову орбиту со скоростью v в E_1, то тогда сокращения времени движения для него не было. Но Меркурий проходит её со скоростью v* по собственному времени τ в E_m (как в Парадоксе Близнецов). Под релятивистские параметры сформировалась его реальная орбита. Затрачиваемое собственное время сокращается по формуле с одним «k_E» как: $\delta=L/(dx/dt)–L/(dx/d\tau)=(\cosh\gamma–1)L/v^*=k_E L/v^*$. Количество оборотов Меркурия вокруг Солнца в эквивалентные полные периоды времени не различается в базисах E_1 и E_m! Из-за этого как бы полная орбита от перигелия до перигелия сдвигается вперёд с перигелием Меркурия для компенсации разности времени её прохождения в базисах E_1 и E_m. Заметный эксцентриситет орбиты позволил знаменитому астроному Леверье в 1859 открыть “на кончике пера” (Араго) этот небольшой эффект, дополнительный к нерелятивистским эффектам смещения перигелия от влияния других планет солнечной системы. Для оценки в принципе этого GR-эффекта мы принимаем ниже следующее.

(1) Движение планеты Меркурий по орбите почти круговое.

(2) В круговых потенциальных формулах (49) и (50) мы используем для кинематического потенциала Меркурия из (43) его точное значение $\Delta\Pi_a=(\cosh\gamma-1)c^2$ и, а из формулы (44) его релятивистское приближение $\Delta\Pi_a=\Delta\Pi_f\approx v^{*2}/2=fM/R$ – все опять с тензором $\{I^{-+}\}$.

Отметим, что пункт (2) соответствует переходу к собственному времени τ на орбите Меркурия с сохранением в P^{3+1} Лоренц-инвариантности. Но в так называемом "решении Шварцшильда" в рамках ОТО переход к собственному времени τ означал потерю Лоренц-инвариантности. Дополнительно для так называемой "нормальной массы" Меркурия на орбите, действующей в Законе тяготения Ньютона фактически из-за отсутствия движения вдоль радиуса орбиты между центром Солнца и центром Меркурия, мы применяем собственную массу m_0 при сохранении полной параллельной массы Меркурия m вдоль его орбиты. Так, имеется три равных косинусных релятивистских фактора $\cosh\gamma$, сокращающих собственное время Меркурия: это два v^*/v и один m/m_0 и в сравнении только с одним фактором в (49) и (50). Они же придают удвоение сокращения времени Меркурия из-за эквивалентности ускорительного и гравитационного косинусов при свободном движении как $6k_E=6(\cosh\gamma-1)$. Используя (41), получаем точную оценку этого GR-эффекта в (54) и его приближённую формулу Гербера [24], выделенную в (55), с 6ти кратным косинусным сокращением времени от 6ти факторов $k_E>0$ [10, с. 263]:

$$\delta = +T\cdot 6\,k_E\cdot\frac{d\alpha}{dt} = +T\cdot 6\,(\cosh\gamma-1)\cdot w_\alpha = \frac{6\cdot 2\pi R}{v}\cdot(w_\alpha^*-w_\alpha) = 6\pi\cdot 2(\cosh\gamma-1) = 6\pi\cdot(\cosh\gamma_\sigma-1) = 6\pi\cdot\frac{\Delta\Pi_\sigma}{c^2}. \quad (54)$$

$$\delta = +T\cdot 6\,k_E\cdot\frac{d\alpha}{dt} = +T\cdot 6\,(\cosh\gamma-1)\cdot w_\alpha = \frac{6\cdot 2\pi R}{v}\cdot(w_\alpha^*-w_\alpha) \approx \frac{12\pi R}{v}\cdot\frac{\gamma^2}{2}\cdot w_\alpha \approx \frac{12\pi R}{v}\cdot\frac{\sinh^2\gamma}{2}\cdot w_\alpha = \frac{6\pi R}{c^2}\cdot\frac{v^{*2}}{R} =$$
$$= \frac{6\pi R}{c^2}\cdot v^*\cdot w_\alpha^* = \frac{6\pi R}{c^2}\cdot\overset{\perp}{g} = \frac{6\pi R}{c^2}\cdot\frac{fM}{R^2} = \boxed{6\pi\cdot\frac{fM}{R\cdot c^2} = 3\pi\cdot\frac{2fM}{R\cdot c^2}} = 3\pi\cdot\frac{\Delta\Pi_{\sigma(f)}}{c^2} + 3\pi\cdot\frac{\Delta\Pi_{\sigma(a)}}{c^2} = 6\pi\cdot\frac{\Delta\Pi_\sigma}{c^2} > 0. \quad (55)$$

(Здесь v* есть 1-я космическая скорость Меркурия от гравитации Солнца.)

Формула Гербера, повторённая Эйнштейном традиционно без ссылки, оказалась релятивистской в P^{3+1} как чисто тригонометрическая! Последний феномен объясняется тем, что оно по природе однородное и изотропное. Тензорная, векторная, скалярная гиперболическая тригонометрия есть его естественный инструмент! Эксцентриситет орбиты в (50) не нужен! Но он же важен для наблюдения и в оценке среднего радиуса как $R=a(1–e^2)$.

В релятивистской физике принято считать, что классический Ньютона Принцип эквивалентности инертной и гравитационной масс, или также ускорения и напряжённости гравитации, действует в нерелятивистской и релятивистской формах. Он проверялся рядом экспериментаторов, начиная от Ньютона [23]. Но никто экспериментально не установил, применим ли и как этот великий Принцип в системе с неподвижной гравитирующей супермассой M и движущейся по орбите массой m? Выше мы выяснили, что понятие инерционной массы m_0 в нормальном направлении к её движению и при том же нормальном направлении напряжённости g_f (отличной от параллельной массы m Меркурия по орбите) применимо к гравитационной массе m_0. Тогда Принцип эквивалентности Ньютона для нормальных инерционной и гравитационной масс m_0 не нарушается. Как не нарушается и Принцип Герглотца из кинематики ТО, и он действует также в динамике и в теории гравитации, но только в P^{3+1}!

Самое интересное, что касается GR-эффектов, так это то, что, кроме смещения перигелия Меркурия, остальные такие эффекты к релятивизму не имеют отношения, кроме постоянства скорости света, которая и ранее была такой же, согласно суперточным опытам Майкельсона и Морли, а теоретически, согласно гиперболическому углу движения Пуанкаре [2]. Они укладываются в пока ещё бессмертные теории Ньютона [26] с планковской частью Квантовой Механики в P^{3+1}.

В пространстве-времени Минковского P^{3+1} свет распространяется конкретно по гиперповерхности 3х мерного изотропного конуса при бесконечном угле движения, отображаемом в универсальном базисе E_1 (для псевдо- и квазиевклидовой геометрий) с наклоном $\varphi_R(\gamma)=\pi/4$ к реперной оси {ct} и к $E^{3(1)}$. Световые линии на изотропном косинусе не имеют гиперболической кривизны, так как тангенциальная прибавка к энергии фотонов приводит только к увеличению их частоты ν и падению $\lambda=\nu/c$. Но световые линии могут иметь нормальную сферическую кривизну $K\nu=d\alpha/R_K$ из-за нормальных внутренних ускорений фотонов, которые являются евклидовыми (см. выше) и не противоречит ТО в P^{3+1}.

Поскольку свет распространяется как свободное движение фотонов, то тогда нормальной напряжённости g_f в (50) отвечает эквивалентное нормальное внутреннее ускорение $g_a=g_\nu$ в (49), что ведёт к двойному нормальному изгибу луча света от звезды. Данный эффект выявляется при проходе луча света звезды вблизи диска Солнца при полном солнечном затмении. Для оценки эффекта в P^{3+1} вычисляем [10, с. 261], [9, с. 298], во-первых, методом Золднера [25] (1804) и по Законам Ньютона [23] гравитационное отклонение луча света от прямолинейной траектории за счёт 2х равных изменений гравитационного потенциала Солнца от нуля до $\Delta\Pi_f\{max\}$ и обратно до нуля, что даёт нормальные сферические сдвиги луча всегда в сторону барицентра М Солнца:

$$d\delta_I = dl/\overset{\perp}{R} \approx d(-r\cdot\cos\varepsilon)/\overset{\perp}{R} = b\, d(-\cot\varepsilon)/\overset{\perp}{R} = [fM/(bc^2)]\cdot\sin\varepsilon\, d\varepsilon = \Delta\Pi_f(\varepsilon)/c^2\, d\varepsilon = d[2fM/(b\cdot c^2)],$$

$$\delta = 2k_E = 2\cdot\Delta\Pi_f max/c^2 \text{ rad} \approx [fM/(b\cdot c^2)]\cdot\int_0^{\pi}\sin\varepsilon\, d\varepsilon = 2fM/(b\cdot c^2).$$

Здесь $b = \text{const}$ есть расстояние между барицентром M и пересечением асимптот луча света.

Во-вторых, дополнительно к ньютоновой части мы вычисляем также рефракционную часть гравитационного отклонения луча света как бы по оптическому Закону Снеллиуса, но только как аналогия отклонению света за счёт изменения показателя преломления света, что ранее обсуждалось в книге Мёллера [26, с. 308]. У нас это отклонение луча при постоянной скорости света "c" и с изменением частоты фотонов по формуле Планка-Эйнштейна $\Delta E = h\Delta\nu = hc/\Delta\lambda$. Частота фотонов ν увеличивается на 1-й части их траектории и уменьшается на 2-й её части с соотношением для $\Delta\nu$ и с обратными изменениями $\Delta\lambda$. Угол падения есть $+\varepsilon$, если $\varepsilon<\pi/2$; и угол падения есть $(\pi-\varepsilon)$, если $\varepsilon>\pi/2$. Это интерпретирует дополнительные к изгибу Золднера нормальные сдвиги луча также в сторону барицентра M:

$$\sin\varepsilon/\sin(\varepsilon - d\delta_{II}) = \tfrac{\nu+d\nu}{\nu},\ \varepsilon \le \pi/2;\ \sin(\pi-\varepsilon)/\sin(\pi-\varepsilon+d\delta_{II}) = \tfrac{\nu-d\nu}{\nu},\ \varepsilon > \pi/2\ \rightarrow$$
$$\rightarrow d\delta_{II} = \pm d\nu/\nu = \overset{\perp}{dc}\,/c = \overset{\perp}{g}\,d\tau/c = \overset{\perp}{g}\,dl/c^2 = dl/\overset{\perp}{R} = d\delta_I.$$

Оно равно ньютоновскому отклонению, как и в интерпретации с гравитационным потенциалом. Следовательно, мы обосновали и явление рефракции света в поле гравитации и синусный Закон Снеллиуса для неё, но с его особенностью выше для её гравитационной оценки в P^{3+1}!

Тогда для данного эффекта, состоящего как из ньютоновской, так и рефракционной 2х равных частей, но при условии постоянства скорости света в P^{3+1}, мы имеем итоговый суммарный результат:

$$2\delta = 4k_E = 2\cdot\Delta\Pi_f max/c^2 + 2\cdot\Delta\Pi_a min/c^2 = 4\cdot\Delta\Pi_f max/c^2\ \text{rad}. \tag{56}$$

Рефракционная часть вызывается именно постоянным здесь ускорительным потенциалом $\Delta\Pi_a = \Delta\Pi_f$. Однако Эйнштейн, вместо трактовки этого эффекта в пространстве-времени Минковского, искривил P^{3+1} на основе собственного Принципа эквивалентности так, чтобы луч света стал геодезической линией в искривлённом пространстве-времени?!

Считается, что эффект "красного смещения" для света, приходящего на Землю от Солнца, предсказал Альберт Эйнштейн как GR-эффект в 1916. Однако впервые его предсказал Джон Митчел (Жан Мишель) в своём знаменитом письме к "The London Royal Society" в 1783 [27]. На самом деле это есть также, как и предыдущий, ньютоновский и КМ Планка *нерелятивистский эффект*, причём без релятивистского сокращения времени, так как гравитационный косинус в нём равен 1 из-за совпадения направления движения фотонов и вектора напряжённости гравитации. Поэтому данный эффект фактически *одинарный*! Как нерелятивистский эффект, он корректно описывается действием на фотоны напряжённости гравитационного поля с первичным изменением их частоты и длины волны по квантовой формуле Планка–Эйнштейна для фотонов в зависимости от гравитационного потенциала Солнца и при постоянной их скорости $c=\nu\lambda$:

$$E_L = h\nu = m_L c^2 = \overset{\bullet}{E}_L - \Delta\Pi_f \cdot m_L = h\overset{\bullet}{\nu} - \Delta\Pi_f \cdot m_L < h\overset{\bullet}{\nu} \Rightarrow \nu < \overset{\bullet}{\nu}, \quad \lambda > \overset{\bullet}{\lambda}. \qquad (57)$$

Эта идею впервые высказал Макс Борн в [28] – один из создателей Квантовой Механики. Она имеет выше ещё и наше дополнительное тригонометрическое условие $\cosh\gamma_{(f)}=1$, т.е. то, что этот эффект одинарный и не релятивистский в P^{3+1}!

Реальное пространство-время (“вещь в себе” по Канту), искажённое для внешнего наблюдателя гравитацией как *наблюдательное*, отображается в *биметрических теориях до 2-го порядка аппроксимации по метрике*. Так, это искажающее глобальное гравитационное линзирование света. Это же, по идее Цвики, потеря фотонами энергии $h\nu=hc/\lambda$ из-за того, что они летят не в пустом космическом пространстве. Это нарастающая разница в моментах времени для разных галактик. Искажающие факторы должны действовать так: чем дальше космические объекты, тем будет больше их вклад. Закон Хабла всё это косвенно подтверждает. Закон Хабла в изначальной небесной форме как $+\Delta\lambda/\lambda=-h\Delta\nu/\nu=Hl/c=Ht$ с интерпретацией автора действует *именно* для связи красного смещения света галактик и расстояний до них изначально через параллаксы – *без интерпретаций*.

Что касается ОТО, то при её глобальном космическом применении метод параллаксов, основанный на обычной тригонометрии, для измерения астрономических расстояний не может работать из-за полагаемого искривления не только стрелы времени, но и евклидова подпространства. ОТО имеет и ряд других неустранимых противоречий. Это отрицание сохранения энергии-момента как точного Закона природы. Впервые об этом написал Давид Гильберт [29] и затем было строго теоретически подтверждено Теоремой Нётер – его ученицы в Гёттингене [1]. Это то, что в ОТО отсутствуют *многоразовые* преобразования координат пространства и времени, гарантирующие получение независимых от них однозначных трактовок – наподобие Лоренц-инвариантности в пространстве-времени Минковского, и даже нет хотя бы реального начала координат, которое постоянно смещается с *изменением* структуры пространства. Это то, что её локальный псевдориманов тензор кривизны вызывает искривление не только координаты времени, но и всех пространственных координат с неподвижными материальными объектами во Вселенной! Где же тогда неимоверные механические напряжения в этих объектах? Геометрические параметры неподвижных объектов есть инвариант! Это же есть нерушимая аксиома, соблюдаемая свято в P^{3+1}. Это и теоретическая возможность реализации в ОТО замкнутых времени подобных траекторий, что нарушает священный Принцип Детерминизма; иначе говоря, обещает апологетам ОТО встречу с их предками или потомками! В актуальной трактовке ОТО псевдориманово пространство-время постоянно расширяется с ускорением и чем далее, тем быстрее – *без лимита в скорости* "c"! Никем и нигде не зафиксировано искривляющее действие ОТО в Микромире и Макромире. Релятивистская Квантовая Механика и Теория инерции материи Хиггса излагаются в P^{3+1}! Так, например, в теории Хиггса генерация материи сопровождалась появлением глобального поля инерции. Следовательно, и Эрнст Мах был прав, качественно объясняя инерцию массы воздействием материи Вселенной – Принцип Маха [30]), который ОТО в итоге отвергла.

Выводы.

1. Проблема несовместимости ОТО и Релятивистской КМ нивелирована с применением Тензорной Тригонометрии: достаточно совместимости ТО с гравитацией и РКМ в пространстве-времени Минковского P^{3+1}.
2. В P^{3+1} введены генеральные 4х4-тензоры энергии-момента, моментов, скорости и потенциала – пропорциональные генеральному 4х4-тензору ротаций, тождественному тензору движений в геометрии Лобачевского.
3. В P^{3+1} изложены все формулы и теоремы для суммирования движений и физических скоростей, полярное разложение с ортосферической ротацией.
4. В P^{3+1} даны формулы и теоремы для суммирования дифференциальных движений, внутренних ускорений и для ротации с прецессией Томаса.
5. Рассмотрено применение физических формул тензорной тригонометрии для путешествий в солнечной системе и в дальний Космос, их реальность и дана формула Циолковского в релятивистской тригонометрической форме.
6. Даны точные тригонометрические формулы для главных GR-эффектов.
7. Полная энергия массы материи E и E_0 – инерционной, электромагнитной и гравитационной порождается действием на неё реперного потенциала гравитации и движения материи Вселенной $П_0=c^2$ – на её массу m или m_0.
8. Скорость света теоретически строго не является абсолютной константой, а связана с реперным вселенским гравитационным потенциалом $П_a$, зависящим от распределения материи во Вселенной относительно данной мировой точки в реальном пространстве-времени.
9. Скорость света могла значительно изменяться в критические фазы изменения материального мира, и она может заметно возрастать в районе чрезвычайно массивных и плотных космических объектов, в том числе, около и внутри так называемых "чёрных дыр".
10. Теория Относительности в P^{3+1} с групповым подходом Пуанкаре есть точная наука, изоморфная Тензорной Тригонометрии при $v < c$ и c=const.

Литература

1. Noether E. "Invariante Variationsprobleme." // Göttingen Nachrichten, 1918, S. 235-257.

2. Poincaré H. Note “Sur la dynamique de l’électron.” // Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Paris, v. 140, pub. 5 juin 1905, p. 1504-1508.

3. Minkowski H. "Räum und Zeit." // Phys. Ztschr., 1909, Bd. 10, S. 104.

4. Dirac P. "The Quantum Theory of Electron." // Proc. Royal Soc., 1928, A117, p. 610.

5. Higgs P. "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons." // Physical Review Letters, 1964, v. 13(16), p. 508–509.

6. Лобачевский Н. И. "Об элементах геометрии." – Казань: Казанский Вестник, 1829-1830.

7. Rosen N. "General Relativity and Flat Space." // Phys. Rev., 1940, v.57, n. 2.

8. Логунов А. А. Теория гравитационного поля. – Москва: Наука, 2001.

9. Нинул А. С. Тензорная тригонометрия. *Теория и приложения*. – Москва: МИР, 2004. / WorldCat 255128609 / SUB Göttingen / Internet Archive: OL19861552W / Rusneb.ru / **URL**: https://elibrary.ru/item.asp?id=42475452

10. Ninul A. S. Tensor Trigonometry. 3rd edition. – Moscow: Fizmatkniga, 2025. / WorldCat 1526562989 / DOI 10.29039/978-5-89155-429-0-320-01-2025 / SUB Göttingen / Internet Archive: OL59555034M / RSL.ru
URL: https://search.rsl.ru/ru/search#q=9785891554290

11. Lorentz H. "Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light." // Amster. Proc., 1904, v. 6, p. 809 and v. 12, p. 986.

12. Einstein A. "Zur Elektrodynamik beweter Köper." (res. 30 June, 1905) // Ann. der Phys., 1905, Bd. 17, S. 891-921.

13. Silberstein L. The Theory of Relativity. – London: MacMillan, 1914.

14. Jansen H. "Abbildung hyperbolische Geometrie auf ein zweischaliges Hyperboloid." // Mitt. Math. Gesellschaft Hamburg, 1909, Issue 4, S. 409-440.

15. Thomas L. H. "Motion of the spinning electron." // Nature, 1926, v. 117, p.514.
16. Föppl L., Daniell P. "Zur Kinematik des Born'schen starren Körpers." // Göttingen Nachrichten, 1913, S. 519–529.
17. Sommerfeld A. "Atombau und Spectrallineon." // Braunschweig, 1931, Bd.1, S. 707-711.
18. Sänger E. Mechanik der Photonen Strahlantriebe. -- Múnchen, 1956.
19. Langevin P. "L'évolution de l'espace et du temps" // Scientia, 1911, v. 10, p.31-54.
20. Poincaré H. "La théorie de Lorentz et le Principe de réaction." // Archieves Néerlandaises des sciences exactes et naturelles, 1900, v. 5, p. 252-278.
21. Einstein A. "Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energienhalt abnängig?" // Ann. der Phys., 1905, Bd. 18, S. 639.
22. Lewis G. N. "Revision of the Fundamental Laws of Matter and Energy." // Phil. Mag., 1908, v. 16, p. 705-717.
23. Newton I. Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica. – Londini: Reg. Soc. Præses, 1686.
24. Gerber P. "Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation" – Stargard, 1902.
25. Soldner J. "Über die Ablenkung eines Lichtstrahls von seiner geradlinigen Bewegung durch die Anziehung eines Himmelskörpers, an dem er fast vorbeigeht." // Berliner Astr. Jahrbuch, 1804, S. 161-172.
26. Möller C. The Theory of Relativity. – Oxford: The Clarendon Press, 1955.
27. Michell J. "Letter to the London Royal Society.", 1783 (From: "Michell, Laplace and the origin of the Black Hole Concept." // J. of Astronomical History and Heritage, 2009, v. 12(2), p. 90-96.)
28. Born M. Einstein's Theory of Relativity. – New-York: Dover Publisher Inc., 1962.
29. Hilbert D. // Göttingen Nachrichten, 1917, Bd. 4, S. 21.

30. Mach E. Die Mechanik in ihrer Entwickelung historisch-kritisch dargestellt. – Leipzig: F. A. Brockhaus, 1904.

17 ноября 2025

Author’s web-site:

https://ninulas.narod.ru

https://ninulas.narod.ru/english.html