

## КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОДПИТКА ВНУТРИЗЕМНОГО ТЕПЛА В ЕЁ ШЕСТИМЕРНОЙ ТРАКТОВКЕ

И. А. Урусовский

Акустический институт им. академика Н.Н. Андреева  
Россия, Москва, ул. Шверника, 4  
E-mail: [urusov@akin.ru](mailto:urusov@akin.ru)

*В рамках простейшей шестимерной трактовки расширения Вселенной как трёхмерной сферы проводится учёт влияния возрастания скорости света на зависимости наблюдаемых величин от красного смещения, на выделение тепла внутри Земли и трёх небесных тел. Трёхмерная сфера рассматривается как результат пересечения трёх простейших геометрических объектов конечных размеров в шестимерном евклидовом пространстве – трёх равномерно расширяющихся пятимерных сфер. Величина скорости света в полном пространстве считается постоянной во времени, что равнозначно сохранению энергии каждой элементарной частицы в этом пространстве. Оценивается средняя по объёму Земли и небесных тел плотность тепловой энергии, соответствующая данному механизму накачки тепла.*

Следствием исходной концепции шестимерной космологии является увеличение скорости света по мере замедления расширения Вселенной. Этим обусловлено непрерывное выделение внутри Земли количества тепла, обеспечивающего существенную часть наблюдаемого излучения Земли. Далее обосновывается исходная космологическая концепция сравнением результатов теории с данными наблюдений и оценивается средняя по объёму Земли плотность тепловой энергии, соответствующая космологическому механизму выделения тепла.

В 1997 г. была обнаружена далёкая сверхновая, SN 1997ff с красным смещением  $z$ , равным 1.7. Её яркость оказалась в 1.5 раза меньше, чем предписывала стандартная космология. Для устранения этого расхождения между теорией и экспериментом в рамках применения уравнений Эйнштейна к космологии пришлось космологическую постоянную положить равной величине, при которой параметр замедления расширения Вселенной  $q_0$  оказался отрицательным, что соответствует расширению Вселенной с ускорением, а не с замедлением, как полагали ранее [1]. Однако по данным Келлермана [2], измерившим зависимость углового размера стандартных радиоисточников линейного размера в 41 пк от красного смещения  $z$  и сравнившим её с соответственными теоретическими кривыми при  $q_0$ , равных 0, 0.5 и 1, видно, что удовлетворительное согласие с наблюдениями достигается лишь при  $q_0 = 0.5$ . При остальных двух значениях  $q_0$  расхождение теории с наблюдениями неприемлемо велико (см. рис.1). При  $q_0 < 0$  оно ещё больше. Поэтому введение в теорию космологической постоянной не спасает положения.

Тем не менее, недостаток яркости космологически далёких источников объясняется шестимерной космологией [3,4]. Причиной этой недостаточности является возрастание скорости света с течением времени, так что в космологически далёком прошлом, соответствующем большому  $z$ , скорость света была существенно меньше для предпочтительных параметров теории  $\tau = -4.9$ ,  $q = 0.9$ , при которых

удовлетворительно согласуются теоретические и наблюдательные данные; все количественные результаты далее приводятся для этих параметров. Дело в том, что согласно формуле Планка спектральная плотность интенсивности излучения черного тела зависит от скорости света  $c_*$  в месте излучения [5-7].

В [3,8-10] дана шестимерная геометрическая трактовка преобразований Лоренца, интервала теории относительности, релятивистской механики, спина и изоспина, собственного магнитного момента, формулы тонкой структуры, различия между частицами и античастицами, длины, фазы и скорости волн де Бройля, уравнения Клейна – Гордона, СРТ-симметрии, кварковой модели нуклонов, метрической теории тяготения. Трактовка основана на принципе одинаковости основных свойств вещества и света, примерами чего являются дифракция электронов и фотоэффект. Этому принципу соответствует предположение о движении частиц вещества со скоростью света в многомерном пространстве. Пространство предполагается шестимерным, поскольку только для него возможна простая трактовка спина и изоспина. Рассматриваемый подход ведёт начало от идеи Ф. Клейна о движении частиц со скоростью света в многомерном пространстве [11-13] и утверждения Эйнштейна, что «природа экономит на принципах». Первое обоснование шестимерности пространства было дано в статье ди Бартини [14], где получены теоретические значения фундаментальных физических постоянных.

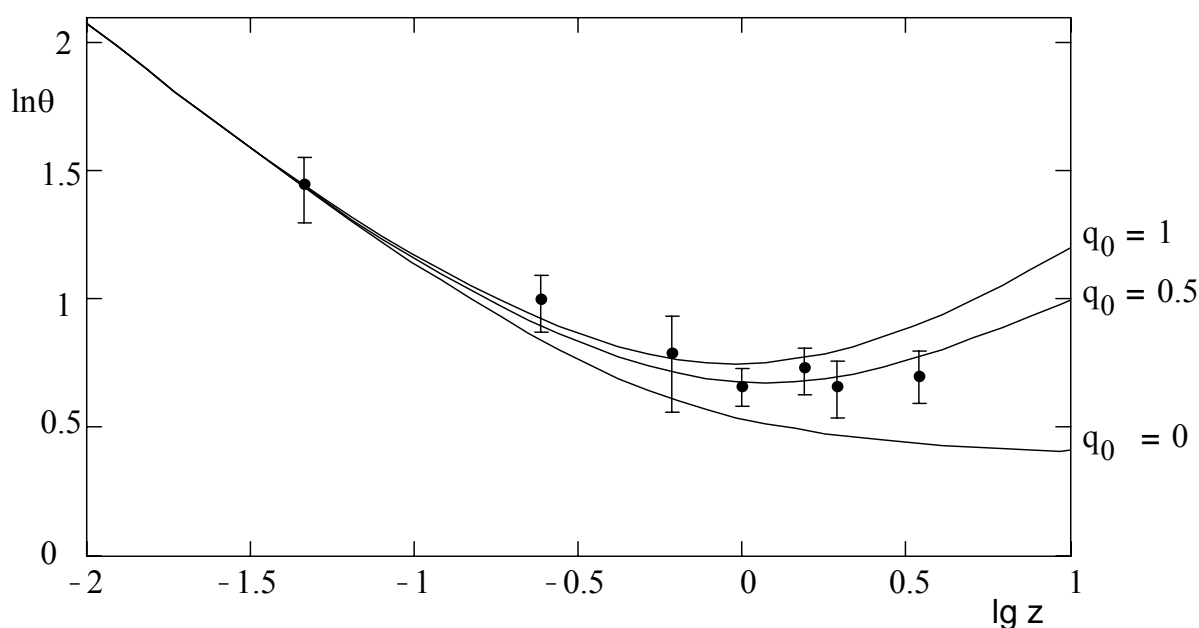


Рис . 1

Простейшим геометрическим объектом конечных размеров в шестимерном евклидовом пространстве является пятимерная сфера. Поэтому простейшей шестимерной трактовкой расширяющейся трехмерной сферы является представление её как пересечения трёх расширяющихся в шестимерном евклидовом пространстве пятимерных сфер – трёх пятимерных сферических фронтов возмущений, распространяющихся в этом пространстве. Тем самым предполагается, что эти возмущения (их природа здесь несущественна) произошли в результате трёх самостоятельных "взрывов" в центрах указанных пятимерных сфер. Точка первого соприкосновения всех трёх пятимерных сфер соответствует месту возникновения трёхмерной вселенной в шестимерном пространстве. Неограниченное расширение

трёхмерной сферы может происходить лишь при одинаковой скорости расширения всех трёх пятимерных сфер, её образовавших (далее эти скорости полагаем одинаковыми), в противном случае расширение трёхмерной сферы сменится её сжатием, стягиванием в точку и исчезновением.

Расширение пятимерных сфер предполагается равномерным. Тем самым вводится космологическое время  $t$ , отсчитываемое от момента первого пересечения всех трёх пятимерных сфер:  $R_5 = c_5 t$ , где  $c_5$  – постоянная скорость расширения этих сфер,  $R_5$  – разность текущего радиуса какой-либо из пятимерных сфер и его значения в момент первого пересечения. В [4] показано, что текущий радиус  $R'$  трёхмерной сферы в момент  $t'$  равен

$$R' = \sqrt{AR_5'^2 + 2\rho R_5'} \quad (1)$$

где  $A$  и  $\rho$  – постоянные,  $R_5' = c_5 t'$ , откуда следует:

$$dR'/dR_5' = (AR_5' + \rho)/R' = \sqrt{A + (\rho/R')^2} \quad (2)$$

Из (1) и (2) видно, что при  $A > 0$  радиус  $R'$  монотонно возрастает с увеличением  $R_5'$  на полуоси  $R_5' > 0$  при  $\rho > 0$  и на полуоси  $R_5' > -2\rho/A$  при  $\rho < 0$ . Последний случай относится к наблюдаемой Вселенной. Из (1) и (2) следует также, что  $\dot{R}/R = (\tau + 1)/[(\tau + 2)t]$  для нынешнего радиуса трёхмерной сферы  $R$  и настоящего времени  $t$ , где  $\tau = AR_5/\rho = Ac_5 t/\rho$ . Началу расширения трёхмерной сферы соответствует момент времени  $t_1 = (|\rho| - \rho)/(Ac_5)$ , поэтому

$$t_1/t = (1/|\tau|) - (1/\tau), \quad t - t_1 = [1 + (2/\tau)]t \quad \text{при } \tau < 0 \quad (3)$$

При выбранном  $\tau$   $t_1/t = 0.408$ ,  $(\tau + 1)/(\tau + 2) = 1.345$ .

Из (1) и (2) найдём параметр замедления расширения трёхмерной сферы  $q_0 = -R\ddot{R}/\dot{R}^2 = 1/(1 + \tau)^2$ , что равно 0.066 – того же порядка величине, что и  $q_0 = 0.04$ , полученной в статье [15] по методу EMN (Evrard, Metzler, Navarro), не связанному с величиной постоянной Хаббла.

В простейшем сценарии величина скорости света в шестимерном пространстве  $c_6$  постоянна во времени в системе отсчета, связанной с центрами пятимерных сфер, образующих трёхмерную сферу, либо с центром самой трёхмерной сферы. Ограничимся рассмотрением лишь последнего случая.

Все направления на трёхмерной сфере в любой её точке перпендикулярны направлению расширения сферы. Поэтому скорость света на трёхмерной сфере  $c(R')$  и скорость расширения сферы по радиусу  $\dot{R}'$  связаны теоремой Пифагора  $c^2(R') + \dot{R}'^2 = const$ . Подставив сюда (2) и положив  $c_6^2 = c_5^2(A + B)$ , где  $B$  – произвольная постоянная, найдём

$$c^2(R') = c_5^2 [B - (\rho/R')^2] \quad (4)$$

Скорость света на трёхмерной сфере получилась зависящей от радиуса этой сферы, а значит, и от времени. Однако, будучи вещественной величиной, она удовлетворяет (4) лишь при положительной правой его части. Поэтому следует принять

$$c(R') = c_5 \operatorname{Re} \sqrt{B - (\rho/R')^2} = c \operatorname{Re} \sqrt{(1 - wr^{-2})/(1 - w)}, \quad (5)$$

где  $c = c(R)$  – скорость света сегодня,  $r = R'/R$ ,  $w = q/p$ ,  $q = A/B$ ,  $p = A(R/\rho)^2$ , причём согласно (1)  $p = (\tau + 2)\tau$ . На рис. 2 кривой 1 представлена в зависимости от  $r$  скорость света  $c_* = c(Rr)$ , отнесённая к  $c$ , а кривой 2 – квадрат этой функции.

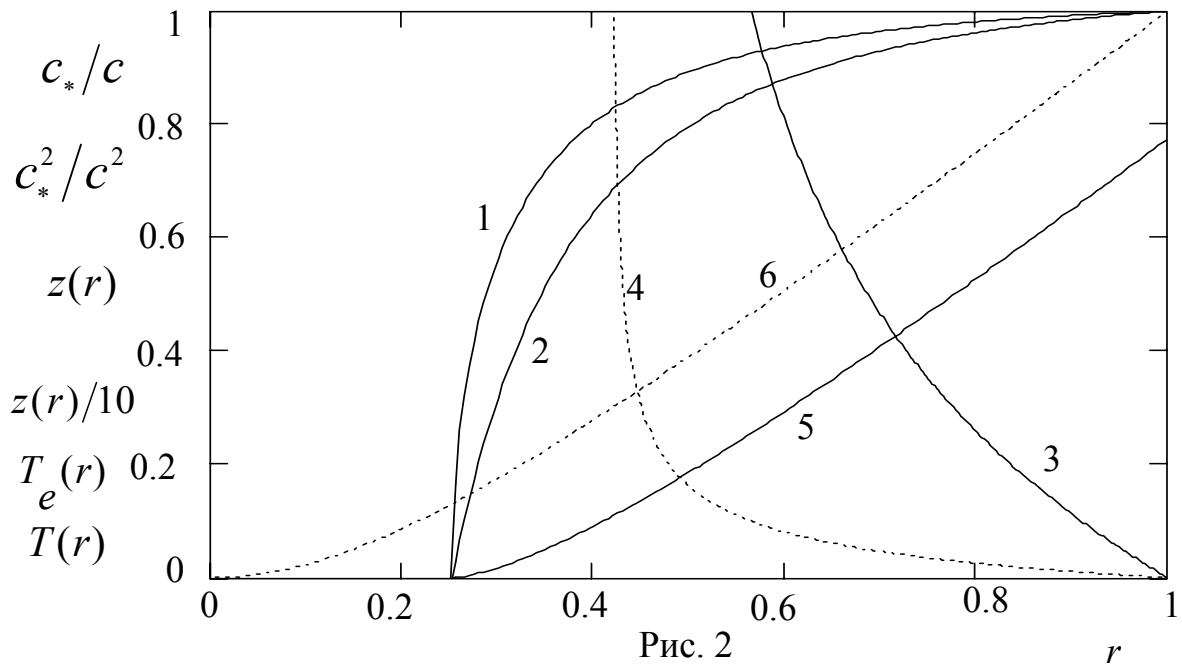


Рис. 2

Расстояние на трёхмерной сфере радиуса  $R'$  от её полюса до точки с угловой координатой  $\chi'$  будет  $R'\chi'$ . Пусть в полюсе находится наблюдатель, а в произвольной точке трёхмерной сферы с фиксированными угловыми координатами – источник света,  $\chi$  – угол между направлениями в точку источника и точку наблюдения, проведёнными из центра трёхмерной сферы. При расширении трёхмерной сферы скорость удаления по ней источника от наблюдателя пропорциональна этому удалению (закон Хаббла) и равна  $v = \chi\dot{R} = R\chi\dot{R}/R = s\dot{R}/R$ , где  $s = R\chi$ .

Однако наблюдатель видит источник света не там, где этот источник находится (на трёхмерной сфере радиуса  $R$ ), и не таким, каким он является в момент наблюдения, а там, где он находился (на трёхмерной сфере радиуса  $R_*$ ) и таким, каким он был в момент излучения. Луч света, вышедший из какой-либо точки расширяющейся трёхмерной сферы, описывает спираль, раскручивающуюся в плоскости, проходящей через центр этой сферы, точку источника и точку наблюдения. На пути  $d\zeta$  по этой сфере фотон поворачивается в указанной плоскости на угол

$$-d\chi' = d\zeta/R', \quad (6)$$

откуда следует, что свет от источника, находящегося от наблюдателя на фиксированном угловом расстоянии  $\chi$  в этой плоскости, проходит по расширяющейся трёхмерной сфере путь

$$\zeta(\chi) = \int_0^{\chi} R' d\chi' . \quad (7)$$

Скорость удаления источника от наблюдателя – изменение этого пути в единицу времени  $u(\chi) = \dot{\zeta}(\chi)$  – согласно (6) и (7) будет

$$u(\chi) = \int_0^{\chi} \dot{R}' d\chi' = \int_{R_*}^R \frac{d\chi'}{dt} dR' = \int_{R_*}^R \frac{c(R')}{R'} dR' . \quad (8)$$

Подставив (5) в (8), после интегрирования получим при соответственном значении  $R_*$ :

$$u(R_*)/c_* = 1 - L_w(r) \left( r / \sqrt{r^2 - w} \right) \text{ при } r > \sqrt{w} , \quad (9)$$

где  $L_w(r) = \sqrt{1-w} + \ln \left[ \frac{r + \sqrt{r^2 - w}}{1 + \sqrt{1-w}} \right]$ ,  $r = R_*/R$ . При  $1 - r \ll 1$   
 $L_w(r) \approx \sqrt{r^2 - w}$ ,  $u(R_*)/c(R_*) \approx 1 - r$ .

Красное смещение, обусловленное только эффектом Доплера (его мы пока обозначим  $z_d$ , оставляя обозначение  $z$  для общепринятой в космологии величины), удовлетворяет соотношению  $u(R_*)/c(R_*) = \left[ (1 + z_d)^2 - 1 \right] / \left[ (1 + z_d)^2 + 1 \right]$  [6], откуда и из (9) следует

$$1 + z_d = \sqrt{[2/L_w(r)] \sqrt{1 - wr^{-2}} - 1} . \quad (10)$$

Однако энергия каждой элементарной частицы, в том числе фотона, увеличивается пропорционально квадрату скорости света. Этот эффект обусловлен постоянством полной энергии элементарных частиц в шестимерном пространстве и замедлением расширения трёхмерной сферы. При этом энергия фотона в момент прихода в точку наблюдения с учётом космологического расширения трёхмерной сферы будет равна

$$h\nu = (c/c_*)^2 h_* \nu_* / (1 + z_d) , \quad (11)$$

где  $\nu_*$  – частота излучения в системе источника. В наблюдательной космологии красное смещение  $z$  определяют из соотношения

$$\nu = \nu_{lab} / (1 + z) \quad (12)$$

между регистрируемой частотой  $\nu$  характеристического излучения и соответственной частотой  $\nu_{lab}$  излучения, полученного в лаборатории. Из (11) и (12) следует

$$(c/c_*)^2 h_* \nu_* / (1 + z_d) = h\nu_{lab} / (1 + z) . \quad (13)$$

Для частот характеристического излучения водородоподобного атома при переходе электрона с какого-либо  $m$ -го энергетического уровня на  $n$ -й имеем:

$$v_{lab} = [s(m) - s(n)]m_e c^2 / h, \quad v_* = [s_*(m) - s_*(n)]m_e c_*^2 / h_*, \quad (14)$$

где  $m_e$  – масса электрона,  $s(m) = \sqrt{1 - (Z\alpha/m)^2}$ ,  $s_*(m) = \sqrt{1 - (Z\alpha_*/m)^2}$ ,  $Z$  – зарядовое число ядра атома,  $\alpha = e^2/\hbar c$  – постоянная тонкой структуры,  $\alpha_* = e_*^2/\hbar_* c_*$ . Из (13),(14) найдём

$$1 + z = (1 + z_d) \frac{s(m) - s(n)}{s_*(m) - s_*(n)} = (1 + z_d) \frac{s(m) + s(n)}{s_*(m) + s_*(n)} (\alpha/\alpha_*)^2. \quad \text{Отсюда видно, что}$$

если постоянная тонкой структуры не меняется во времени, а это с большой точностью подтверждено наблюдениями, то  $z_d = z$ , что далее и принято. На рис. 2 кривыми 3 и 4 представлены функции  $z(r)$  и  $z(r)/10$ , рассчитанные по формулам (5), (10).

Для функции Планка  $F(v_*, T_*)$  излучающей способности звезды с температурой фотосферы  $T_*$  на частоте излучения  $v_*$  в системе звезды имеем [5,7,16]:

$$F(v_*, T_*) dv_* = 2\pi h_* v_*^3 c_*^{-2} [\exp(h_* v_* / kT_*) - 1]^{-1} dv_*.$$

Максимум спектра соответствует частоте  $v_{*m}$ , связанной с  $kT_*$  соотношением [5]  $h_* v_{*m} = kT_* x_m$ , где  $x_m = 2.82144$  – корень уравнения  $x = 3[1 - \exp(-x)]$ . При этом

$$F(v_*, T_*) dv_* = 2\pi h_* v_*^3 c_*^{-2} [\exp(x_m v_* / v_{*m}) - 1]^{-1} dv_*. \quad (15)$$

Интегрирование (15) с учётом тождества  $\int_0^\infty x^3 [\exp(x) - 1]^{-1} dx = \pi^4/15$  [5] даёт для

плотности мощности излучения  $U_*$ :

$$U_* = \int_0^\infty F(v_*, T_*) dv_* = \frac{2}{15} \pi^5 \frac{h_*}{c_*^2} (v_{*m} / x_m)^4. \quad (16)$$

Поскольку энергия частицы вещества пропорциональна  $c_*^2$ , то согласно принципу одинаковости основных свойств вещества и света энергия фотона  $h_* v_*$  также пропорциональна  $c_*^2$  в месте его излучения. Но частота излучения  $v_*$  пропорциональна  $c_*$ . Отсюда следует, что

$$h_* = h c_* / c, \quad v_* = v_{lab} c_* / c. \quad (17)$$

Из неизменности во времени постоянной тонкой структуры  $\alpha_* = e_*^2/\hbar_* c_*$  следует также, что  $e_* = e c_* / c$ . Подстановка (17) в (11) даёт  $v = v_{lab} / (1 + z_d)$ , сопоставление чего с формулой (12) вновь приводит к полученному выше результату  $z_d = z$ . При этом, учитывая, что  $v_* / v_{*m} = v / v_m$ , где  $v_m$  – частота принимаемого излучения, на которой наблюдаемый спектр имеет максимум, формулы (15) и (16)

можно представить в виде  $F(v_*, T_*) dv_* = \frac{2\pi h v^3 dv}{\exp(x_m v / v_m) - 1} (1 + z)^4 c_*^3 / c^5$ ,

$U_* = (2/15)\pi^5 h [(1+z)v_m/x_m]^4 c_*^3/c^5$ , так что светимость  $L_*$  далекого источника оказывается меньше светимости  $L$  такого же источника на космологически близком расстоянии:

$$L_* = L(c_*/c)^3. \quad (18)$$

Однако гравитационная потенциальная энергия, а следовательно, и гравитационная постоянная  $G_*$  тоже пропорциональны  $c_*^2$ . Поэтому давление гравитационного сжатия внешних слоев звезды, а следовательно, и противодействующее ему давление света внутри звезды также пропорциональны  $c_*^2$ . С другой стороны, плотность энергии излучения пропорциональна давлению света. Поэтому в формуле (18) с учётом зависимости  $G_* = G(c_*/c)^2$  множитель  $(c_*/c)^3$  следует заменить на  $(c_*/c)^5$ , так что будет

$$L_* = L(c_*/c)^5. \quad (19)$$

Исходя из (6), для углового расстояния до источника имеем  $\chi = \int_{t_*}^t [c(R')/R'] dt'$ .

Подставляя сюда (2) и (5), найдём после интегрирования

$$\chi = \frac{1}{2} \int_{pr^2}^p \frac{\operatorname{Re} \sqrt{(x/q)-1}}{x \sqrt{1+x}} dx = \frac{1}{\sqrt{q}} \ln \frac{\sqrt{p-q} + \sqrt{p+1}}{\sqrt{pr^2-q} + \sqrt{pr^2+1}} - \frac{1}{2} \left[ \arcsin \frac{(1-q)p-2q}{(1+q)p} - \arcsin \frac{(1-q)pr^2-2q}{(1+q)pr^2} \right] \text{ при } r \geq \sqrt{w}.$$

Из (9) видно, что на горизонте событий ( $z = \infty, r = r_\infty$ )  $L_w(r) = 0$ , откуда следует  $r_\infty = [\Phi + (w/\Phi)]/2$ , где  $\Phi = (1 + \sqrt{1-w}) \exp(-\sqrt{1-w})$ . Предельные значения  $\chi = \chi_\infty$  соответствуют  $r = r_\infty$ . При  $q = 0.9$  имеем:  $r_\infty = 0.416$ ,  $\chi_\infty = 0.772$ . Радиус Метагалактики равен  $R \sin \chi_\infty$ . Доступная наблюдению часть объёма трёхмерной сферы равна  $[2\chi_\infty - \sin(2\chi_\infty)]/2\pi$  и при том же  $q$  составляет 8.68%. История Вселенной при  $r \leq r_\infty$  скрыта от наблюдений.

Видимая светимость  $S$  равна  $S = \frac{L_*}{4\pi(R \sin \chi)^2} \frac{1}{(1+z_d)^2} (c/c_*)^2$ . Здесь  $L_*$  –

абсолютная светимость источника,  $4\pi(R \sin \chi)^2$  – площадь поверхности двумерной сферы, по которой растеклось излучение к моменту наблюдения;  $(1+z_d)^{-2}$  учитывает уменьшение энергии кванта из-за эффекта Доплера и уменьшения частоты прихода квантов к наблюдателю [6]; множитель  $(c/c_*)^2$  описывает относительное увеличение энергии фотона на пути от источника до наблюдателя вследствие возрастания скорости света за время пути. Отсюда с учётом того, что свет распределяется по поверхности двумерной сферы радиуса  $R \sin \chi$ , а не  $\zeta(\chi)$  и не  $R\chi$ , из (19) видно, что

$S = \frac{L}{4\pi(R \sin \chi)^2(1+z)^2} (c_*/c)^3$ , что меньше соответственной величины при  $c_* \equiv c$ .

При  $z = 1.7$   $(c/c_*)^3 = 1.421$ .

Вместо формулы (7) для функции  $\zeta(\chi)$  можно использовать представление  $\zeta(\chi) = \int_{t_*}^t c[R'(t')]dt' = \int_{R_*}^R [c(R')/\dot{R}]dR'$ , где  $t_*$  – момент излучения,  $R_*$  – радиус трёхмерной сферы в этот момент. Подставив сюда (5) и (2), найдём

$$\frac{\zeta}{R} = \frac{1}{2\sqrt{p}} \int_{pr^2}^p \operatorname{Re} \sqrt{\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{x}\right) \frac{1}{1+x}} dx. \quad (20)$$

Отсюда и (10) можно видеть, что при  $1-r \ll 1$   $z_d \approx 1-r$ ,

$$\zeta/R \approx (1-r^2) \sqrt{(p-q)/[(p+1)q]}/2 \approx \sqrt{(p-q)/[(p+1)q]} z_d. \quad (21)$$

С другой стороны, при  $z \ll 1$  справедлив закон Хаббла, выражающий расстояние  $\zeta$  через  $z$  и постоянную Хаббла  $H_0$ :

$$\zeta = z c/H_0. \quad (22)$$

Исключив  $\zeta$  и  $z_d$  из (21) и (22), найдём:

$$RH_0/c = \sqrt{q(p+1)/(p-q)}. \quad (23)$$

Отсюда видно, что при  $H_0 = 50$  км/сМпк  $c/H_0 = 6000$  Мпк и радиус Вселенной – трёхмерной сферы – составляет 6085 Мпк при  $q = 0.9$ . При этом  $RH_0/c = 1.014$ . При  $z \ll 1$  согласно (7) и (8) имеем:  $u = \dot{R}\chi = \zeta \dot{R}/R = cz_d$ . Отсюда и из (22), (1) и (3) получим  $\dot{R}/R = H_0$ ,

$$\dot{R} = c\sqrt{q(p+1)/(p-q)}, H_0(t-t_1) = 1 + (1/\tau). \quad (24)$$

Учёт кривизны трёхмерной сферы при обработке данных наблюдений сводится к замене расстояния по прямой на радиус  $R \sin \chi$  двумерной сферы, по которой растеклось излучение наблюдаемого объекта, и использованию соотношения  $\theta(z) = \ell/R \sin \chi(z)$ . Оно связывает угол  $\theta(z)$ , под которым виден объект, с его линейным размером  $\ell$  и радиусом этой двумерной сферы в момент излучения. Это соотношение следует из того, что каждый луч находится в своей меридиональной плоскости, проходящей через точки источника и наблюдения и центр трёхмерной сферы, а угол между меридиональными плоскостями не меняется со временем. На рис. 3 в двойном логарифмическом масштабе представлены функции  $\theta(z)$  в угловых миллисекундах с учётом соотношения (23) для  $\ell = 41$  пк,  $H_0 = 50$  км/сМпк при  $q = 0.9$  и 1.3. Эти функции имеют минимум и точку перегиба и стремятся с ростом  $z$  к постоянным значениям, отличным от нуля, что согласуется с наблюдаемой



зависимостью угловых размеров источников заданных линейных размеров [2, 21]. Такая асимптотика объясняется тем, что горизонт событий находится на конечном расстоянии от наблюдателя.

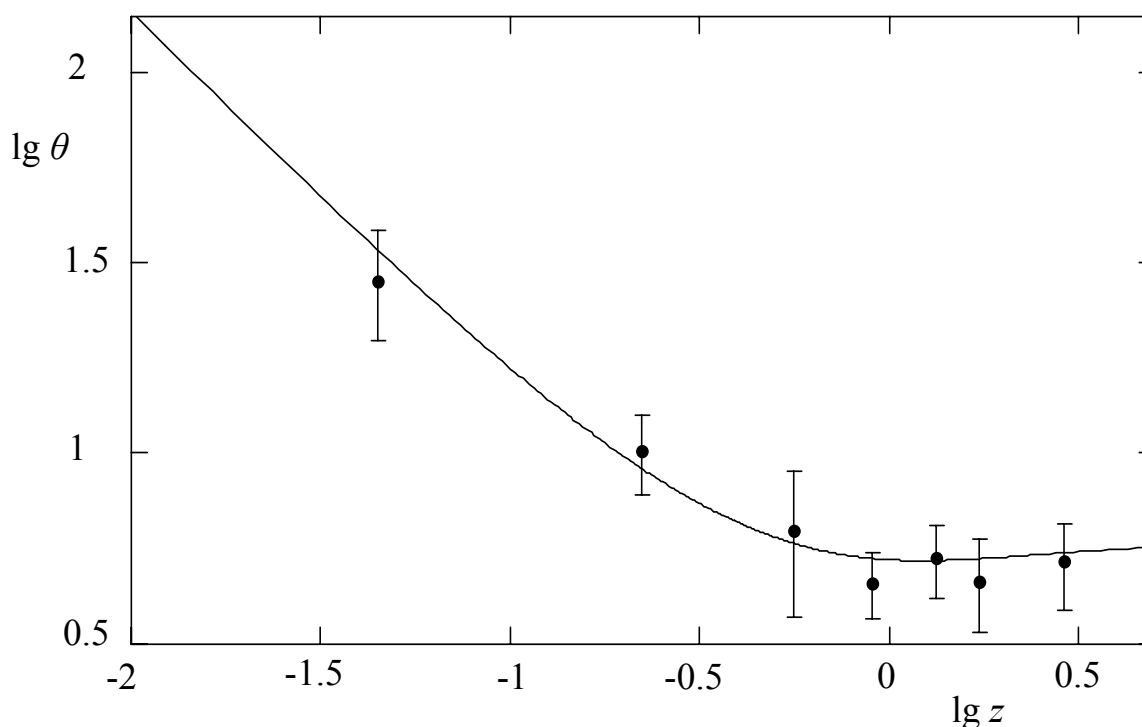


Рис. 3

Только с момента, когда скорость света становится отличной от нуля и  $r \geq \sqrt{w}$ , становятся возможными взаимодействия между частицами и начинается рост неоднородностей плотности вещества во вселенной с последующим звёздообразованием. К этому моменту её относительный радиус при  $q = 0.9$  достиг довольно большого значения 0.252. Для такого большого радиуса существенное гравитационное взаимодействие неоднородностей возможно лишь внутри сравнительно малых областей Вселенной, так что эволюция неоднородностей в каждой такой области слабо связана с эволюцией в соседних областях. Поэтому в больших объёмах, содержащих много таких областей, распределение вещества по пространству должно быть весьма однородным, что и соответствует наблюдаемому распределению галактик. Начало роста неоднородностей скрыто от наблюдений горизонтом событий, так что на горизонте событий они и должны присутствовать, возможно, уже в виде звёзд. В работах [7,16-20] утверждается, что так оно и есть на самом деле. В инфляционных же сценариях [22-25] приходится задействовать далеко идущие предположения, чтобы ценой модернизации стандартной космологии обеспечить приемлемое малое отношение скорости света к скорости расширения вселенной на его первом этапе, когда вселенная ещё не расширилась настолько, что достаточная однородность крупномасштабного распределения вещества уже не может нарушиться гравитационным взаимодействием его неоднородностей.

При достаточно равномерном распределении вещества по трёхмерной сфере его количество в малом интервале  $d\chi$  угла  $\chi$  пропорционально  $\sin^2 \chi d\chi$ , этой же величине пропорционально число галактик в интервале  $d\chi$ , если их формирование к моменту излучения наблюдаемого света уже завершилось. Относительные плотности

распределения числа источников по  $r$  и  $z$ :  $n_r(r, q) = \sin^2 \chi |d\chi(r, q)/dr|/N_\infty$ ,  
 $n(z, q) = n_r(r, q)|dr/dz|$ , где  $N_\infty = N(\infty)$  – предельное значение функции

$$N(z) = \int_0^z \sin^2 \chi d\chi = \{2\chi[r(z)] - \sin 2\chi[r(z)]\}/4, \quad \frac{d\chi}{dr} = -\frac{1}{r} \operatorname{Re} \sqrt{\frac{r^2 - w}{qr^2 + w}},$$

$$\frac{dz}{dr} = \frac{(1+z_d)^2 + 1}{4(1+z_d)(r^2 - w)} \left\{ \frac{2w}{r} - r[(1+z_d)^2 + 1] \right\}, \quad \text{а } 1+z_d \text{ выражается через } r \text{ по}$$

формуле (10). Функция  $n(z, q)$  представлена на рис. 4 сплошной кривой для  $q=0.9$ . Пунктирной кривой воспроизведена полученная из наблюдений в ближнем инфракрасном диапазоне плотность распределения по  $z$  десятков тысяч слабосветящихся галактик [26], нормированная так, чтобы максимумы обеих кривых совпадали.

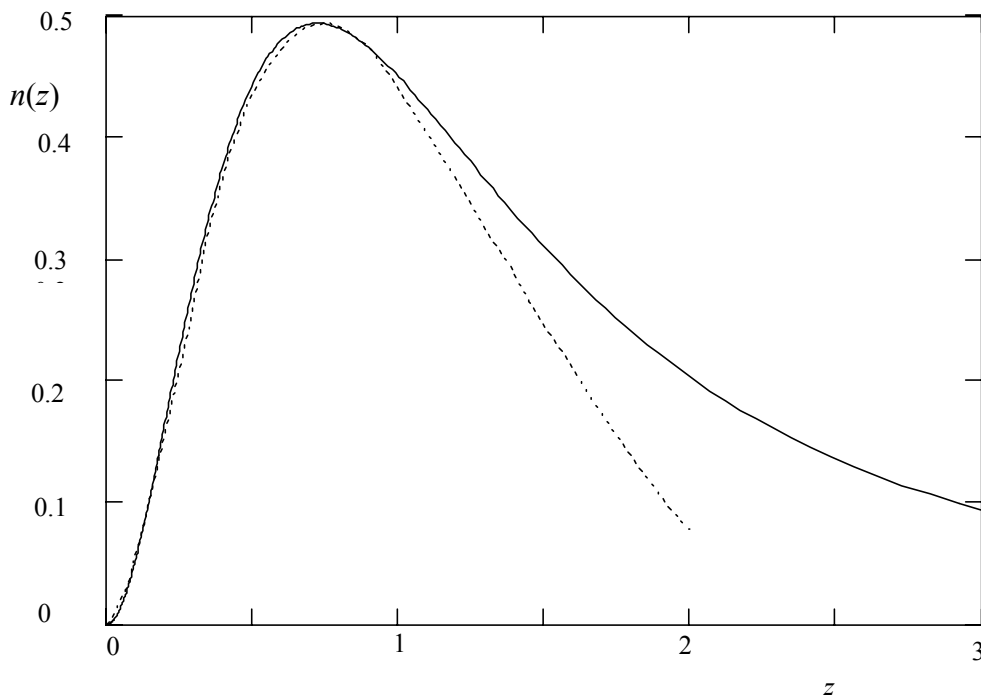


Рис. 4

Существенно, что  $n(z, q)$  убывает как  $(1+z)^{-3}$  с ростом  $z$ , в отличие от убывания по закону  $(1+z)^{-3/2}$  по стандартной космологии [6]. По наблюдениям двух групп исследователей [27] плотность распределения квазаров по  $z$  убывает как  $z^{-3}$  [28], либо как  $(1+z)^{-2.75}$  [29].

Источники гамма-всплесков находятся в галактиках, поэтому они также равномерно распределены по трёхмерной сфере с той же функцией распределения  $N$ . Очевидно, что для однотипных источников  $\lg N = \lg[2\chi - \sin 2\chi] + C_N$ ,  
 $\lg S = \lg[(c_*/c)^3(1+z)^{-2} \sin^{-2} \chi] + C_S$ , где  $S$  – регистрируемый поток энергии,  $C_N$

и  $C_S$  – постоянные. На рис. 5 зависимость  $\lg N$  от  $\lg S$  (здесь  $S$  в единицах эрг/см<sup>2</sup>) представлена сплошной кривой для  $q = 0.9$ ,  $C_N = 4$  и  $C_S = -5.15$ . Кривая 3 – данные наблюдений, приведённые в [30].

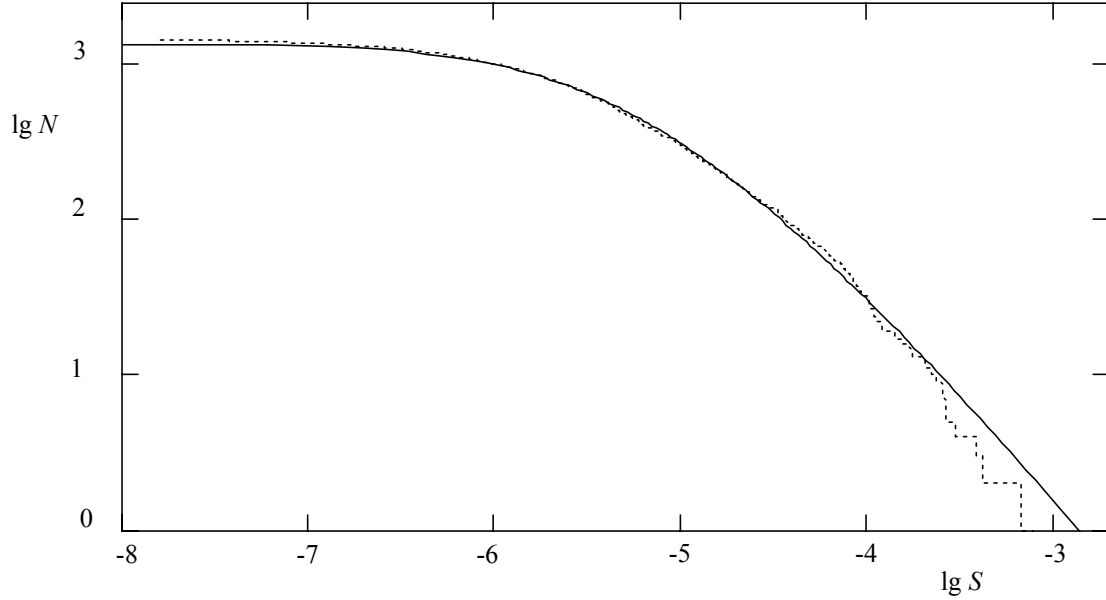


Рис. 5

Эйнштейновские световые часы начинают отсчитывать время с момента, когда скорость света становится отличной от нуля и  $r \geq \sqrt{w}$ . Космологическому времени  $t_*$ , как видно из (20), соответствует показание световых часов

$$t_e(r) = \zeta_0(r)R / (2c\sqrt{p}), \quad (25)$$

где  $\zeta_0(r) = \int_q^{pr^2} \sqrt{\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{x}\right) \frac{1}{1+x}} dx$ . Из (23) и (25) следует

$$H_0 t_e(1) = \frac{1}{2} \zeta_0(1) \sqrt{\frac{(p+1)q}{(p-q)p}}, \quad \text{что составляет } 0.617 \text{ для } q = 0.9, \text{ в то время как по}$$

формуле (24)  $H_0(t - t_1)$  равно 0.796. При  $H_0 = 50$  км/сМпк это даёт для возраста Вселенной по световым часам  $t_e(1)$  12.4 миллиардов лет, а для космологического её возраста 15.6 миллиардов лет. На рис. 2 кривой 5 представлено отношение  $T_e(r) = t_e(r)/(t - t_1) = |\tau/2| \zeta_0(r) \sqrt{q/(p-q)p}$ . Отношение возраста Вселенной по световым часам к её космологическому возрасту равно  $T_e(1)$  и составляет 0.775 при  $q = 0.9$ .

Из (2) и (3) найдём  $t_*/t = (1 + \sqrt{1 + pr^2}) / (1 + \sqrt{1 + p})$  и для  $T(r) = (t_* - t)/(t - t_1)$  получим  $T(r) = (\sqrt{1 + pr^2} - 1) / (\sqrt{1 + p} - 1)$ . Функция  $T(r)$  представлена на рис. 2 кривой 6.

Энергия движения в дополнительном подпространстве  $E = mc_*^2$  [3,8] пропорциональна  $c_*^2$ . Её приращение в единицу времени можно представить в виде  $dE/dt_e = m dc_*^2/dt_e = E\varepsilon$ , где  $\varepsilon = c_*^{-2} dc_*^2/dt_e$ . То же относится к энергии фотонов  $h_*\nu_*$  и к кинетической энергии, а значит, и к плотности тепловой энергии  $u$ :  $du/dt_e = \varepsilon u$ . Таким образом, в единицу объёма в единицу времени накачивается энергия, равная  $u\varepsilon$ . Полагая, что накачка происходит квазистационарно, так что накопление энергии достаточно медленное и излучаемая поверхностью Земли энергия почти равна накачиваемой, получим

$$\varepsilon \int_0^R u(\rho) \rho^2 d\rho = R^2 w, \quad (26)$$

где  $R$  – радиус Земли,  $w$  – плотность мощности излучения поверхностью планеты. Отсюда для усредненных по объёму величин имеем:  $u_1 R_1^3 \varepsilon/3 = w_1 R_1^2$ ,  $[u_1 R_1^3 + u_2 (R^3 - R_1^3)] \varepsilon/3 = w R^2$ , где  $R_1$  – радиус ядра Земли,  $u_1$  и  $u_2$  – усредненные соответственно по объёмам ядра и оболочки Земли плотности тепловой энергии,  $w_1$  – плотность мощности излучения из ядра. Исключив отсюда  $u_1$ , получим

$$w = u_2 \left[ 1 - (R_1/R)^3 \right] (\varepsilon R/3) \left[ 1 - (R_1/R)^2 (w_1/w) \right]^{-1}. \quad (27)$$

Из (5), (23) и (25) найдём  $\varepsilon(r) = \frac{2H_0 q}{r(pr^2 - q)} \sqrt{\left( \frac{p-q}{pr^2 - q} \right) \frac{pr^2 + 1}{p+1}}$ ,  $\varepsilon(1) = \frac{2H_0 q}{p-q}$ .

Давлением света в оболочке Земли можно пренебречь. Согласно [31]  $w_1/w = 13/27$ , теплоемкость единицы объёма в оболочке  $1.5$  кал/см<sup>3</sup>, среднюю температуру можно принять равной  $4500$  К. При этом  $u_2 = 2.83$  Дж/м<sup>3</sup>. Предпочтительным параметрам  $\tau = -4.9$ ,  $q = 0.9$  при  $H_0 = 65$  км/с Мпк соответствует  $\varepsilon(1) = 2.849 \cdot 10^{-19}$  с<sup>-1</sup>. При этом по формуле (27) найдём  $w = 0.017$  Вт/м<sup>2</sup>, что составляет 19.3% от полной плотности наблюдаемого потока  $0.087$  Вт м<sup>-2</sup> [32]. Этим двум величинам соответствуют полные мощности излучения  $W = 8.58 \cdot 10^{12}$  и  $W_t = 4.44 \cdot 10^{13}$  Вт. Согласно [33], естественная радиоактивность даёт удельный поток  $34.7 \cdot 10^{-9}$  кал/г в год. При массе Земли  $5.97 \cdot 10^{27}$  г это соответствует мощности излучения  $W_r = 2.75 \cdot 10^{13}$  Вт. Сумма  $W + W_r$  составляет 93% от  $W_t$ .

Формула (26) позволяет по известной плотности мощности излучения [34] получить оценку сверху для средней плотности тепловой энергии внутри небесных тел:  $\bar{u} = 3w/\varepsilon R$ .

Для Луны  $R = 1737$  км,  $w = 2.2$  мВт/м<sup>2</sup>, плотность  $\rho = 3.344$  г/см<sup>3</sup>, теплоемкость 0.3 кал/г. При этом  $\bar{u} = 1.333 \cdot 10^{10}$  Дж/м<sup>3</sup> = 3185 кал/см<sup>3</sup>, средняя температура  $T = 3175$  К.

Для Юпитера средний радиус  $R = 69911$  км, масса  $1.8986 \cdot 10^{30}$  г, мощность излучения  $W = 2.848 \cdot 10^{22}$  Вт,  $w = 0.4637$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\bar{u} = 6.985 \cdot 10^{10}$  Дж/м<sup>3</sup> =  $1.668 \cdot 10^4$  кал/см<sup>3</sup>.

Для Солнца  $R = 6.960 \cdot 10^8$  м, светимость  $3.846 \cdot 10^{26}$  Вт,  $w = 6.318 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\bar{u} = 9.560 \cdot 10^{17}$  Дж/м<sup>3</sup> =  $9.560 \cdot 10^{11}$  Дж/см<sup>3</sup> =  $2.283 \cdot 10^{11}$  кал/см<sup>3</sup>. Температуру  $T$ , соответствующую величине  $\bar{u}$ , найдём из уравнения  $\bar{u} = \alpha_l T^4 + \frac{3\rho}{2\mu} R_g T$  [5], где  $\mu$  – молекулярный вес газа,  $R_g = 8.3145$  Дж/см<sup>3</sup>град – газовая постоянная,  $\alpha_l = \pi^2 k^4 / (15 \hbar^3 c^3)$ ;  $k$ ,  $\hbar$ ,  $c$  – фундаментальные константы. Для Солнца, состоящего в основном из водорода – одноатомного газа, уравнение сводится к виду  $\bar{u} = 17.56 \cdot T + 7.566 \cdot 10^{-22} \cdot T^4$  Дж/см<sup>3</sup>. Его решение есть  $T = 5.96 \cdot 10^6$  К – типичная температура для стандартной модели Солнца [34].

Диапазон светимостей квазаров составляет  $L = 10^{38} \div 10^{40}$  Вт при радиусах порядка нескольких световых суток. Полагая для квазара  $L = 10^{40}$  Вт и радиус равным одним световым суткам,  $R = 2.59 \cdot 10^{13}$  м, получим  $w = 1.18 \cdot 10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\bar{u} = 4.81 \cdot 10^{17}$  Дж/м<sup>3</sup>, так что средняя плотность энергии в квазарах порядка солнечной. Это видно и из формулы для полной тепловой энергии  $\bar{U} = L/\varepsilon$  при условии квазистационарности накачки энергии.

Величине  $n(z, q) dc_*^2 / dt_e$  пропорциональна плотность распределения по  $z$  притока полной энергии во вселенную, включая собственную энергию. Максимум этой функции при  $q = 0.9$  достигается при  $z = 1.21$ . По данным работы [35], максимум темпа звездообразования наблюдается при  $z = 1.1$ .

При накоплении энергии звезда не может расширяться всё время квазистационарно. При возрастании радиуса звезды путешествие фотонов от её центра к периферии (в рассеивающей среде) занимает всё большее время и потому энергия накапливается всё быстрее. Когда из-за возрастания светимости  $L$ , соответствующей возрастающей тепловой энергии звезды  $\bar{U} = L/\varepsilon$  при квазистационарном её расширении, градиент давления света на её периферии превысит плотность силы тяготения, вещество будет уноситься с поверхности звезды давлением света. При этом градиент давления света на обновляющейся периферии звезды растёт в соответствии с более высокой температурой более глубоких слоев звезды, и тогда звезда взрывается как новая или как сверхновая. Разреженное в результате взрыва вещество звезды вновь собирается силами тяготения и процесс звездообразования во вселенной продолжается, пока ещё квадрат скорости света растёт со временем не слишком медленно.

## ВЫВОДЫ

1. Проведено обоснование шестимерной трактовки расширения Вселенной сравнением результатов теории с данными наблюдений. Показано, что при

предпочтительных параметрах теории скорость света увеличивается во времени из-за замедления расширения Вселенной.

2. Показано, что такое увеличение скорости света приводит к существенной подпитке внутривселенского тепла и тепла внутри ряда небесных тел.

Автор благодарен С.А. Рыбаку за полезное обсуждение и Я.Ю. Тихомировой за предоставление данных наблюдений гамма-всплесков.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Schwarzschild B.* Farthest Supernova Strengthens Case for Accelerating Cosmic Expansion // *Physics Today*. June 2001. P. 17-18.
2. *Kellermann K.I.* The Cosmological Deceleration Parameter Estimated from the Angular-Size/Redshift Relation for Compact Radio Sources. // *Nature*. 1993. V. 361. N 6408. P. 134-136.
3. *Урусовский И.А.* Шестимерная трактовка релятивистской механики и спина, метрической теории тяготения и расширения Вселенной. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1996. № 3. С. 3-21.
4. *Урусовский И.А.* Шестимерная трактовка расширения Вселенной. // *ibid* . 2000. № 6. С. 66-77.
5. *Левич В.Г.* Курс теоретической физики. Т. 1. М.: Наука, ГРФ-МЛ, 1969. 912 с.
6. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Структура и эволюция Вселенной. М.: Наука, ГРФ-МЛ, 1975. 735с.
7. *Троицкий В.С.* Наблюдательная проверка космологической теории, состояние и перспективы. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1996. № 4. С. 21-36. *Troitsky V.S.* Observational Test of the Cosmological Theory Testifies to the Static Universe and New Redshift-Distance Relation. // *Astrophys. and Space J.* 1996. V. 240. N 1. P. 89-121.
8. *Урусовский И.А.* Шестимерная трактовка кварковой модели нуклонов. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1999 № 6. С. 64-74.
9. *Урусовский И.А.* Матрицы Дирака в свете шестимерной трактовки спина и изоспина / Proc. of Int. Sci. Meeting "Number, Time, Relativity". Bauman MSTU, Moscow: August 2004. p. 53-57.
10. *Urusovskii I.A.* Gravity as a projection of the cosmological force // Proceedings of International Scientific Meeting "Physical Interpretations of Relativity Theory". P. 359-367. Moscow: 30 June-03 July, 2003. Bauman Moscow State Technical University & University of Sanderland, Great Britain. Moscow, Liverpool, Sanderland.
11. *Klein F.* Uber neuere englische Arbeiten zur Gesammelte mathematische Abhandlungen, B.2, Springer, Berlin, 1922, 601 S. // *Zeit. f. Math. u. Phys.* 1901. P. 375.
12. *Клейн Ф.* Высшая геометрия. М.-Л.: Гостехиздат, 1939, 219 С.
13. *Румер Ю.Б.* Исследования по 5-оптике. Гостехиздат, Москва, 1956. 152 с.
14. *ди Бартини Роберт Орос.* Некоторые соотношения между физическими константами. // *ДАН СССР*. 1965. Т. 163. № 4 С. 861-865.
15. *Rines K., Forman W., Pen U., Jones C., Burg R.* Constraining  $q_0$  with cluster gas mass fractions. Feasibility study. // *Astrophys. J.* 1999, May 20. V. 517. N 1. Pt. 1, P. 70-77.

16. Troitsky V.S., Aleshin V.I. Observed Evidence of Microwave-Background Formation by Thermal Radiation of Metagalaxy Stars. // Radiophys. Quantum Electron. (USA). 1996a. V. 39. N 7. P. 539-557.
17. Троицкий В.С., Горбачёва И.В. Отсутствие зависимости оптических спектров квазаров от их красного смещения. // Письма в Астрон. Журн. 1993. Т. 19. С. 329- 333.
18. Троицкий В.С. Экспериментальные свидетельства против космологии Большого взрыва. // УФН. 1995. Т. 165. С.703-707.
19. Троицкий В.С., Алешин В.И. Экспериментальные свидетельства образования микроволнового фона через тепловое излучение. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 1996а. № 5. С. 28-39.
20. Троицкий В.С., Алешин В.И. Наблюдательные свидетельства образования микроволнового фона через тепловое излучение звёзд Метагалактики. // Изв. Вузов. Сер. Радиофизика. 1996b. Т. 39. № 7. С. 817-843
21. Ferguson H.L., Williams R.E. and Cowie L.L. Probing of Faintest Galaxies. //Phys. Today, April 1997, P. 24-30.
22. Журавлев В.М., Червон С.В., Щиголов В.К. Новые классы точных решений в инфляционной космологии. // ЖЭТФ. 1988. № 2 (8). С. 406-417.
23. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. М.: Наука, 1990.  
*Linde A. D. Particle Physics and Inflationary Cosmology. N.Y.: Harvard Univ. Press, 1990.*
24. Linde A. Open hybrid inflation. // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. N 12. P. 7480-7488.
25. Peebles P.J.E. Principle of Physical Cosmology. Princeton (New York): Princeton Univ. Press, 1993.
26. Broadhurst T.E., Ellis R.S. and Glasebrook K.K. Faint Galaxies: Evolution and Cosmological Curvature. // Nature. 1992. V. 355. N 6355. P. 55-58.
27. Shaver P.A. High Redshift Quasars. // 17-th (1994) Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology. The N.Y.Acad. of Sci.. 1995. P. 87-109.
28. Schmidt M., Schneider D.P. and Gunn J.E. in: Space Distribution of Quasars ( Astron . Soc. Pacific Conf. Series. Ed. D. Crampton). 1991. P. 109.
29. Möller P. and Warren S. // in: Space Distribution of Quasars ( Astron . Soc. Pacific Conf. Series. Ed. D. Crampton). 1991. P. 96.
30. Курт В.Г. Экспериментальные методы изучения космических гамма-всплесков. // Соросовский образовательный журнал. 1998. № 6. С. 71-76.
31. Жарков В.Н., Трубицын В.П., Самсоненко П.В. Физика Земли и планет. М.: Наука, ГРФ-МЛ, 1983. 420 с.
32. Stein C.A. Heat Flow of the Earth. P. *ibid.* 1995. P. 144-258.
33. Van Schmus W.P. Natural Radioactivity of the Crust and Mantle. AGU Reference Shell 1. Global Earth Physics. Handbook of Physical Constants. 1995. Ed. T. J. Ahrens. P. 283-291.
34. Yoder C.F. Astrometric and Geodetic Properties of the Earth and the Solar System. *ibid.* 1995. P. 1-13.
35. L. Tresse *et al.* The cosmic star formation rate evolution from  $z = 0$  to  $z = 5$  from VIMOS VLT Deep Survey. arXiv: astro-ph/0609005.