

Формирование крупномасштабной ячеисто-сетчатой структуры Вселенной в условиях давления межгалактической среды

The formation of a large-scale cellular-mesh structure of the Universe under the intergalactic medium pressure

Поройков С.Ю.

канд. физ-мат. наук Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
e-mail: sporoykov@mail.ru

Poroykov S.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Lomonosov Moscow State University
e-mail: sporoykov@mail.ru

Аннотация

Показано, что гравитацию материи в объеме ячеек, формирующих ячеисто-сетчатую структуру Вселенной, уравновесит давление на короны галактик межгалактического газа плотностью 0,5 критической с температурой $3 \cdot 10^8$ К, соответствующей энергии космического фонового рентгеновского излучения 30 кэВ в области максимума энергетического спектра. Плотность энергии такой среды $\sim 0,1$ эВ/см³ на порядок меньше, чем у галактических космических лучей ~ 1 эВ/см³. Давление межгалактической среды уравновесит гравитацию материи ячеек при наблюдаемом однородном крупномасштабном распределении материи в плоском евклидовом пространстве, к которому в малом масштабе сводима квазисферическая риманова (псевдориманова) Вселенная без границ. Адаптацию уравнений общей теории относительности к описанию квазисферического риманова пространства обеспечивает космологический Λ член.

Ключевые слова: межгалактическая среда, войды, темная энергия, короны галактик, филаменты, риманово пространство, космологический Λ член.

Abstract

It is shown that the gravity of matter in the volume of cells forming the cellular-mesh structure of the Universe will be balanced by the pressure on the galactic crowns of intergalactic gas with a density of 0.5 critical with a temperature of $3 \cdot 10^8$ K, corresponding to the energy of the cosmic background x-ray radiation of 30 keV in the region of the maximum energy spectrum. The energy density of such a medium $\sim 0,1$ eV/cm³ is an order of magnitude lower than that of galactic cosmic rays ~ 1 eV/cm³. The pressure of the intergalactic medium will balance the gravity of the matter of the cells with the observed homogeneous large-scale distribution of matter in flat Euclidean space, to which a quasi-spherical Riemannian (pseudo-Riemannian) Universe without boundaries is reducible on a small scale. The adaptation of the equations of General relativity theory to the description of a quasi-spherical Riemannian space is provided by the cosmological Λ term.

Keywords: intergalactic medium, voids, dark energy, galactic crowns, filaments, Riemannian space, cosmological Λ term

1. Наблюдаемое отталкивание галактик под давлением межгалактической среды

Направление дрейфа местной группы галактик отклоняется от направления гравитационного притяжения ближайшего сверхскопления Шепли. Эта особенность объяснима сравни-

мым по силе отталкиванием со стороны «аттрактора», расположенного в соседнем войде [1]. Отталкиванию местной группы может способствовать давление межгалактической среды со стороны *войды*, ассоциируемое с так называемой темной энергией.

Давление межгалактической среды, в том числе обусловлено давлением горячего *межгалактического газа*, на присутствие которого указывают данные рентгеновской обсерватории Чандра. Так, в филаментах, связанных со скоплением галактик Abell 2744, температура плазмы достигает 10^7 К при доле барионного газа 5 – 10% массы нитей [2]. При этом звезды и их остатки могут составлять лишь ~17% массы барионной плазмы [3].

Межгалактический газ может оказывать давление на вещество в *коронах галактик* (КГ) [4]. На это указывает структура излучающих облаков радиогалактик, связываемая с динамическим сжатием их наружных областей при взаимодействии с межгалактической средой [8, с. 214]. При этом смещение газа КГ под давлением межгалактической среды вследствие гравитационного взаимодействия вызовет смещение галактик [4]. Так, масса коронального газа в несколько раз превышает массу галактик. В галактики входит 20 – 30% барионной компоненты; остальные 80 – 70% составляет межгалактический газ [7, с. 81].

Наблюдается отчетливая антикорреляция распределения *квазаров* и скоплений галактик [8, с. 545]. Квазары – наиболее мощные источники излучения среди объектов с активными ядрами. Светимость квазаров может достигать критической светимости (эддингтоновской), при которой давление излучения на окружающую плазму становится сравнимо с силой гравитационного притяжения. Значительная часть энергии излучается квазарами в рентгеновском диапазоне [6, с. 251]. Мягкое рентгеновское излучение не только ионизует межзвездный газ [6, с. 295], но и разогревает его [7, с. 86]. Считается, что межгалактический газ был ионизован в эпоху молодых галактик и квазаров [7, с. 81]. Данные факты требуют оценки вклада давления горячего межгалактического газа на короны галактик.

2. Роль давления межгалактической среды в формировании крупномасштабной ячеисто-сетчатой структуры Вселенной

В крупном масштабе >100 Мпк Вселенная однородна. В меньших масштабах ≤ 100 Мпк Вселенная обладает выраженной ячеисто-сетчатой структурой. При этом группы и скопления галактик образуют вытянутые нити – *филаменты* толщиной ~10 Мпк, которые формируют трехмерную сетку. Между филаментами находятся дыры (*войды*) масштаба ~50 Мпк – области, в которых практически отсутствуют галактики [5, с. 347]. Для сравнения, современная концентрация галактик во Вселенной $\Omega_g \sim 0,1$ Мпк⁻³ [6, с. 530]; среднее расстояние между ними $D_0 = 1/\Omega_g^{1/3} \approx 2$ Мпк.

При размере формирующей ячеисто-сетчатую структуру Вселенной ячеек ~50 Мпк роль космологического Λ члена не существенна. Современная величина $|\Lambda| < 10^{-55}$ см⁻² [9, с. 774] сравнима с кривизной риманова пространства для радиуса современной Вселенной $K \sim 10^{-57}$ см⁻² (§ 9).

По определению, в малых областях риманова пространства приближенно имеет место евклидова геометрия [10, с. 528]. Сферическому (эллиптическому) риманову пространству, как показал Эйнштейн, присуще однородное распределение материи [11, с. 199]. При радиусе горизонта Вселенной ~ 10^4 Мпк [5, с. 347] в масштабе ячеек крупномасштабной ячеисто-сетчатой структуры ~50 Мпк квазисферическое риманово пространство однородной плотности практически не отличается от наблюдаемого плоского евклидова пространства.

В *однородной* среде развиваются гравитационные неустойчивости с формированием областей ее *неоднородного* распределения, приводящие к гравитационному коллапсу, если силы давления среды меньше сил гравитации [5, с. 529]. Сила давления межгалактической среды при ее плотности энергии ϵ_0 на короны N типичных галактик радиусом r при коэффициенте рассеяния θ : $F_d = \theta \epsilon_0 N \pi r^2$, способная уравновесить силу гравитационного притяжения среды

в ячейке радиусом R и массой M : $F_g = GM^2/R^2$. Одна ячейка содержит $N = M\Omega_c/m$ типичных галактик массой m , включая массу их корон, с учетом их доли в критической массе Вселенной Ω_c . Из равенства $F_d = F_g$ следует:

$$\epsilon_0 = GMm/\pi\theta\Omega_c(Rr)^2 \quad (1),$$

где G – гравитационная постоянная.

Масса ячейки $M = 4\pi r^3 \rho_c/3$ при ее радиусе R и средней плотности вещества во Вселенной ρ_c , так что соотношение (1) представимо в виде:

$$\epsilon_0 = 4Gm\rho_c R/3\theta\Omega_c r^2 \quad (2).$$

Радиус КГ $r \sim 0,1$ Мпк [7, с. 81]; радиус ячеек $R \sim 25$ Мпк [5, с. 347]; скрытая масса КГ $m \sim 10m_g$ [8, с. 545], масса типичной галактики $m_g \sim 10^{10} M_\odot$; масса КГ $m \sim 10^{11} M_\odot$; доля массы галактик и их корон от критической $\Omega_c \sim 0,3$ [5, с. 347]; критическая плотность $\rho_c = 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [5, с. 347]. При данных параметрах и $\theta \sim 1$ критическая плотность энергии межгалактической среды, способная оказывать давление на КГ $\epsilon_0 \approx 0,13$ эВ/см³.

Сравнимая плотность энергии у *галактических* КЛ $\epsilon_{кл} \sim 1$ эВ/см³ [6, с. 471] и *микроволнового фонового излучения* (МФИ) $\epsilon_\nu \sim 0,25$ эВ/см³ [7, с. 135]. Рассеяние фотонов МФИ на свободных электронах ионизованного коронального газа не окажет существенного давления на КГ из-за малого коэффициента рассеяния $\theta \leq 2\%$ (§ 4); его вклад $\theta\epsilon_\nu/\epsilon_0 \leq 4\%$.

Отталкивание галактик войдом может быть обусловлено давлением горячего межгалактического газа на короны галактик. Расчеты показывают, что межгалактическую среду может наполнять газ плотностью 0,5 критической плотности Вселенной с температурой $3 \cdot 10^8$ К (§ 3), что подтверждает космическое фоновое рентгеновское излучение с энергией ~ 30 кэВ в области максимума энергетического спектра (рис. 1).

Согласно (1) критическая плотность энергии межгалактической среды обратно пропорциональна квадрату радиуса ячеек: $\epsilon_0 \sim 1/R^2$, как и радиусу Вселенной. Давление среды $p \sim nT$ при наличии источников ее разогрева, поддерживающих ее температуру, обратно пропорциональна кубу радиуса $p \sim n \sim 1/R^3$. В случае дальнейшего расширения Вселенной при соотношении $p/\epsilon_0 \sim 1/R$ давление среды не сможет сдерживать гравитацию ячеек, т.е. при отсутствии прочих факторов расширения Вселенной, данное расширение прекратится. Из-за остывания межгалактического газа вследствие рентгеновского излучения и расширения Вселенной наблюдаемое *расширение Вселенной может прекратиться и смениться сжатием.*

3. Характеристики межгалактического газа

Предполагается, что межгалактический газ был сформирован в эпоху молодых галактик и квазаров и был ионизован их излучением; в силу своей низкой плотности газ не успел рекомбинировать [7, с. 81]. С учетом массы межгалактического газа в КГ доля барионов оценивается в 10 – 15% массы Вселенной; при этом в галактики входит 20 – 30% барионной компоненты; 80 – 70% составляет межгалактический газ [7, с. 81]. По уточненным данным звезды и их остатки могут составлять $\sim 17\%$ массы барионной плазмы [3]. Помимо КГ, по данным рентгеновской обсерватории Чандра, горячий межгалактический газ содержат филаменты. В филаментах, связанных со скоплением галактик Abell 2744, доля барионного газа достигает 5 – 10% массы нитей [2]. Тем самым, *доля наблюдаемых барионов $\delta b \sim 0,18$ критической массы Вселенной.*

Давление ионизованного газа, содержащего ионы и электроны $p = 2nkT$, эквивалентно плотности его энергии ϵ_0 . С учетом $E = kT$ может быть оценена энергия частиц, при которой давление межгалактического газа уравнивает гравитацию галактик, их корон и межгалактической среды в масштабах ячеек, формирующих ячеисто-сетчатую структуру (при отсутствии иных факторов расширения Вселенной):

$$E = \epsilon_0/2n \quad (3).$$

Исходя из критической плотности Вселенной ρ_c с учетом вклада скрытой массы δ_{cm} и наблюдаемой барионной компоненты δ_b в филаментах концентрация межгалактического газа:

$$n = \rho_c(1 - \delta_{cm} - \delta_b)/m_p \quad (4),$$

где m_p – масса протона.

При $\rho_c = 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³; $\delta_{cm} \sim 0,3$ [5, с. 347]; $\delta_b \sim 0,18$ возможная концентрация межгалактического газа $n \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$ см⁻³.

При $\epsilon_0 \sim 0,1$ эВ/см³ (§ 2) согласно формуле (3) вероятная энергия частиц межгалактического газа $E \approx 30$ кэВ.

В спектре электромагнитного космического фонового излучения в *рентгеновском* диапазоне при сравнимой энергии квантов $E_\nu \sim 30$ кэВ наблюдается максимум (рис. 1).

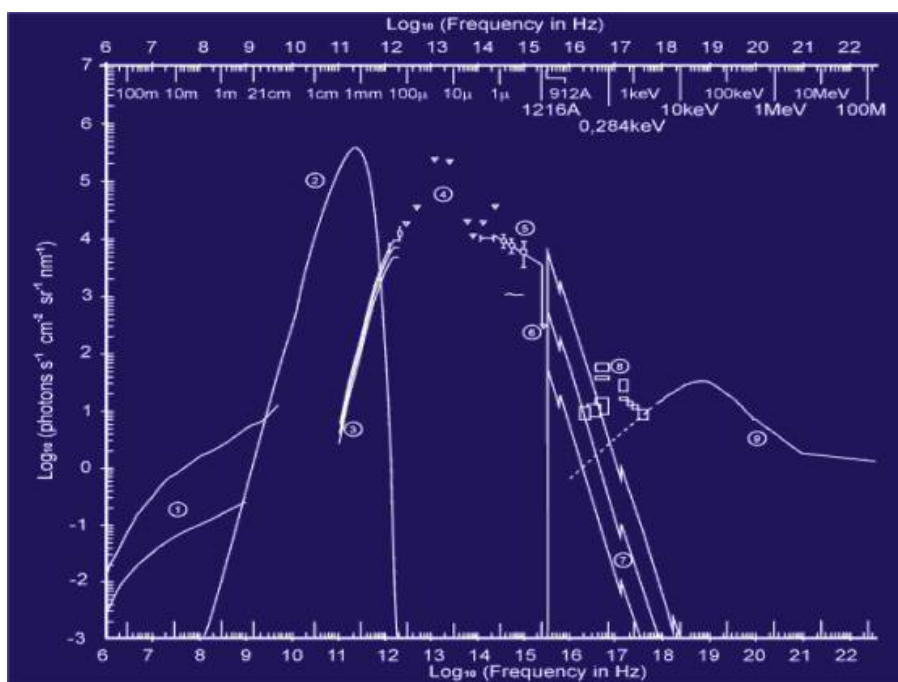


Рис. 1. Спектр электромагнитного космического фона [12]

Расчетная энергия частиц межгалактического газа $E \sim 30$ кэВ соответствует его температуре $T = E/k \approx 3 \cdot 10^8$ К. От горячих областей газа в *остатках вспышек сверхновых* (ОВС) с температурой $\leq 10^8$ К исходит рентгеновское излучение тепловой природы при сравнимой энергии квантов [7, с. 478]. Газ сравнимой температуры $\sim 10^8$ К с концентрацией $\sim 10^{-4}$ см⁻³ присутствует в *скоплениях*, чем объясняется их рентгеновская светимость [8, с. 342]. Т.е. плотность энергии субкосмических лучей в скоплениях достигает $\epsilon_s = 2nkT \approx 2$ эВ/см³, как у галактических КЛ екл ~ 1 эВ/см³ [6, с. 471].

Скорость субкосмических лучей (протонов) с энергией $E \sim 30$ кэВ составляет $u_p = (2E/m_p)^{1/2} \approx 2,5$ тыс. км/с. Сравнимой скорости в несколько тыс. км/с газ достигает во фронте *ударной волны ОВС* в начальной фазе адиабатического расширения [7, с. 477]. Также скорость *звездного ветра* голубых сверхгигантов достигает несколько тыс. км/с [6, с. 66]. Подобный звездный ветер создает около звезд «пузыри» горячего газа – источники рентгеновского излучения [9, с. 699].

Подобно рентгеновскому излучению горячего газа в скоплениях, ОВС и звездном ветре голубых сверхгигантов, фоновое рентгеновское излучение с энергией ~ 30 кэВ в области максимума энергетического спектра может быть обусловлено излучением газа с температурой $\sim 3 \cdot 10^8$ К. С учетом формулы (3) концентрация межгалактического газа $n = \epsilon_0/2E_\nu \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$

см⁻³ при его доле в критической массе Вселенной $\delta\gamma = nmp/\rho_c \approx 0,5$. При доле наблюдаемой барионной составляющей филаментов, включая галактики, их короны и скопления $\delta\delta \sim 0,18$ в межгалактической среде доля барионной (плазменной) компоненты Вселенной $\delta\gamma + \delta\delta \approx 0,68$. Так, предполагается, что основная доля барионов приходится на ионизованный газ [2].

Оставшаяся доля скрытой массы $\delta_{см} = 1 - \delta\delta - \delta\gamma \approx 0,32$ содержится в филаментах. Сравнивая, но чуть меньшая оценка скрытой массы следует из вириальной массы КГ и скоплений $\delta_{см} \leq 0,3$ [5, с. 347]. Данные обсерватории Планк, опубликованные в выпуске Planck Legacy 2018, указывают на повышенную амплитуду гравитационного линзирования МФИ в малых угловых масштабах. Данный факт подтверждает присутствие в филаментах областей повышенной концентрации скрытой массы (§ 5).

Приведенные выше расчеты и наблюдения позволяют предполагать, что межгалактический газ нагрет до температуры $\sim 3 \cdot 10^8$ К. Температура газа в коронах галактик $\sim 10^7$ К [7, с. 81]; в гало галактик $\sim 10^5$ К [7, с. 85]. Столь высокий градиент температур (до $3 \cdot 10^3$) требует исследования механизмов разогрева межгалактического газа (§ 6).

В изотропное рентгеновское космическое излучение с энергией в несколько десятков кэВ может вносить вклад излучение, генерируемое при обратном комптоновском рассеянии изотропного МФИ на релятивистских электронах. Вместе с тем, наблюдаемый максимум энергии галактических КЛ не соответствует энергии электронов, при которой может генерироваться максимум рентгеновского излучения. Энергия рассеянных фотонов $E\gamma' = 4E\gamma K/3mc^2$ [6, с. 431], из чего следует энергия КЛ:

$$K = 3mcE\gamma'/4E\gamma \quad (5),$$

где m_e – масса электрона; K – его энергия, $E\gamma$ – исходная энергия фотона, c – скорость света.

Температуре МФИ $T\gamma = 2,7$ К [7, с. 134] соответствует энергия фотонов $E\gamma = kT\gamma \approx 4 \cdot 10^{-4}$ К. При энергии рассеянных фотонов $E\gamma' \sim 30$ кэВ энергия КЛ $K \approx 10^4$ ГэВ, что на 4 порядка выше, чем в наблюдаемом максимуме дифференциального энергетического спектра галактических КЛ 0,3 – 0,5 ГэВ [6, с. 472], включая электронную компоненту [13, с. 1176].

На основе формулы (5) оценим энергию фотонов, рассеиваемых КЛ в области максимума энергетического спектра, при которой энергия рассеиваемых фотонов будет соответствовать максимуму фонового космического рентгеновского излучения:

$$E\gamma = 3mcE\gamma'/4K \quad (6).$$

При $E\gamma' \sim 30$ кэВ; усредненном $K \sim 0,4$ ГэВ энергия рассеиваемых фотонов $E\gamma \approx 30$ эВ, что соответствует длине волны УФ излучения $\lambda_{уф} = hc/E\gamma \approx 40$ нм. УФ излучение звезд в интервале 91,2 – 20 нм практически полностью поглощается межзвездным водородом [9, с. 783], что также видно из рис. 1. Вклад данного процесса в формирование фонового рентгеновского излучения в области максимума энергетического спектра не существенен.

В космическое фоновое рентгеновское излучение также могут вносить вклад квазары. Часть излучения квазаров преобразуется в изотропное за счет рассеяния на свободных электронах межгалактического газа. Значительная часть энергии квазаров излучается в рентгеновском и γ -диапазоне при типичном спектральном индексе $\alpha \sim 0,7$ внося вклад в фоновое рентгеновское свечение неба [6, с. 251]. Комптоновское рассеяние фотонов на свободных электронах наблюдается при энергии фотонов $\geq 0,1$ МэВ [6, с. 431]. С ростом энергии квантов от 0,1 до 10 МэВ сечение комптоновского рассеяния на свободных электронах возрастает на порядок [5, с. 410].

При данных условиях квазары могут вносить заметный вклад в космическое фоновое γ -излучение в области ≥ 1 МэВ. Так, в спектре электромагнитного космического фона наблюдается падение интенсивности жесткого рентгеновского излучения при энергии квантов ≥ 30 кэВ, которое стабилизируется в области энергии γ -квантов ~ 3 МэВ (рис. 1).

4. Рассеяние микроволнового фонового излучения корональным газом

От скоплений регистрируется рентгеновский фон, в котором выделяется излучение корон наиболее массивных галактик [8, с. 545]. При этом в ряде скоплений галактик наблюдается эффект Зельдовича – Сюняева, связанный с обратным комптоновским рассеянием фотонов МФИ на горячих электронах коронального газа [8, с. 545]. Радиус КГ $\sim 0,1$ Мпк [7, с. 81] на порядок меньше масштаба скоплений ≤ 3 Мпк [8, с. 545]. При сравнимой плотности газа в скоплениях $n_k \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ [8, с. 545] и коронах галактик $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ [7, с. 81] рассеяние МФИ на КГ окажется на порядок меньше, чем в скоплениях. Так, оптическая толщина ионизованного газа по *томсоновскому рассеянию света на свободных электронах* (ТРСЭ):

$$l_T = 1/n\sigma_T \quad (7),$$

где σ_T – томсоновское сечение электрона.

У полностью ионизованного коронального газа концентрацией $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ [7, с. 81] при $\sigma_T = 6,7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ оптическая толщина по ТРСЭ $l_T \approx 50 - 500$ Мпк, что в $l_T/2R_k \approx (2,5 - 25) \cdot 10^2$ раз превышает диаметр сферических КГ при коэффициенте рассеяния МФИ $\theta \sim R_k \sqrt{2}/l_T \approx 0,03 - 0,3 \%$.

Корональный газ до температуры $\sim 10^7$ К могут разогревать мягкие рентгеновские и субкосмические лучи [7, с. 86]. Учитывая градиент температур на границе КГ – межгалактическая среда (§ 5) внешняя область КГ может подогреться до температуры $\sim 10^8$ К. Комптоновское рассеяние фотонов на свободных электронах эффективно при энергии частиц $\geq 0,1$ МэВ [6, с. 431] соответствующих температуре $\geq 10^9$ К.

Формула Клейна – Нишины для комптоновского сечения применима при энергии электронов, сравнимой с их энергией покоя. При меньшей энергии частиц сечение рассеяния принимает промежуточное значение, определяемое томсоновской $l_T = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ и комптоновской длиной волны электрона $\lambda_c = 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ см}$. Согласно экспериментальным данным, эффективность рассеяния фотонов с энергией ~ 30 кэВ средней $\delta\nu \sim 1\%$ по отношению к энергии $0,5$ МэВ, равной энергии покоя электрона [13 с. 1171]. Сечение рассеяния фотонов на электронах соответствующей энергии:

$$\sigma_e = \delta\nu\sigma_T(\lambda_c/l_T)^2 \approx 5 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2 \quad (8).$$

Плотность галактических КЛ может быть на порядок выше, чем метагалактических (§ 2). Пропорциональным образом в КГ плотность субкосмических лучей может быть на порядок выше, чем в межгалактической среде. Концентрация метагалактических субкосмических лучей с энергией ~ 30 кэВ может достигать $\sim 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ (§ 3), т.е. в КГ она может достигать $n \leq 10^{-5} \text{ см}^{-3}$. С учетом соотношения (7) $l_e = 1/n\sigma_e \approx 7$ Мпк коэффициент рассеяния МФИ сферической КГ $\theta \sim R_k \sqrt{2}/l_e \leq 2 \%$, что на порядок выше оценки для ТРСЭ $\theta \sim 0,02 - 0,2\%$.

Вероятно, наблюдаемый в ряде скоплений эффект Зельдовича – Сюняева обусловлен обратным комптоновским рассеянием МФИ на горячих электронах (субкосмических лучах) с температурой $\sim 10^8$ К.

5. Источники магнитного поля в коронах галактик

Давлению метагалактических субкосмических лучей на КГ может способствовать их рассеяние магнитным полем КГ. Оценки показывают, что давление межгалактического газа на один – два порядка меньше давления газа в КГ, но на порядок выше, чем в гало. При этом давление газа в КГ на два – три порядка выше, чем в гало. Соотношение давлений газовых сред определяется концентрацией и температурой газа:

$$p'/p = n'T'/nT \quad (9).$$

В гало галактик концентрация газа $n_g \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$; температура $T_g \sim 10^5$ К [7, с. 85]; в коронах $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$; $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6$ К [7, с. 81]. При параметрах межгалактического газа $n_m \sim 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$; $T_m \sim 3 \cdot 10^8$ К (§ 3) соотношение давлений межгалактического газа и газа КГ: $p_m/p_k \approx (1 - 5) \cdot 10^{-2}$.

Соотношение давлений газа в гало галактик и их коронах: $p_g/p_k \approx (0,6 - 3) \cdot 10^{-3}$; давлений межгалактического газа и газа гало: $p_m/p_g \approx 15$.

Несмотря на значительный перепад давлений, корональный газ не перетекает в гало, как и межгалактическую среду. Горячий корональный газ сильно ионизован [7, с. 81], т.е. его может удерживать магнитное поле, что может указывать на наличие в КГ местных источников *магнитных полей*.

Ионизованный корональный газ в КГ удержит магнитное поле ~ 1 мкГс. Так, давление ионизованной плазмы, содержащей ионы и электроны $p = 2nkT$, уравновесит магнитное поле плотностью $\omega_m = B^2/2\mu_0$. Из равенства $\omega_m = p$ следует соотношение Беннетта [7, с. 587]:

$$B = (4\mu_0 nkT)^{1/2} \quad (10).$$

Ионизованный газ в КГ удержит магнитное поле $B \approx 0,6 - 2$ мкГс.

В протяженных радио-структурах (облаках) радиогалактик масштаба их корон магнитное поле достигает $1 - 100$ мкГс [8, с. 213].

Источниками магнитных полей в КГ могут являться *нейтронные звезды (НЗ)*, выброшенные из галактик взрывами сверхновых. При этом НЗ, выброшенные в КГ и межгалактическую среду, также могут формировать скрытую массу филаментов, содержащих галактики и их скопления. Так, например, пульсар PSR J0002+6216 в созвездии Кассиопея удаляется от остатка вспышки сверхновой со скоростью 1100 км/с [14]. Такой скорости достаточно для вылета НЗ в межгалактическое пространство [15]. Пульсары могут ускоряться под давлением ионизованного газа во фронтах ударных волн от соседних сверхновых [16]. Вмораживаясь при аккреции в силовые линии магнитного поля НЗ, плазма передает ей свой импульс [8, с. 361]. Давление ОВС в начальной фазе адиабатической стадии расширения может ускорять пульсар до скорости $v \leq 1600$ км/с [16].

Анализ спектра электромагнитного космического фонового излучения и энергетического спектра нейтрино указывает на вероятное активное рождение пульсаров сверхгигантами в эпоху, определяемую красным смещением $z \sim 20$ [15]. В условиях наблюдаемого расширения Вселенной скорость дрейфа НЗ, ускоренных в эпоху молодых галактик, будет снижаться относительно окружающей среды, так что к настоящему времени основная часть НЗ окажется захвачена гравитацией КГ на эллиптические орбиты, в том числе орбиты, в фокусах которых находятся соседние галактики [16]. Массивы дрейфующих НЗ из-за гравитационной самофокусировки могут формировать сгустки. При этом взаимное разбегание галактик будет способствовать их вытягиванию в протяженные образования – филаменты [15]. По оценкам, массовая доля НЗ в КГ может достигать $\sim 0,2$ критической массы Вселенной при массовой доле НЗ, дрейфующих в межгалактической среде $\sim 0,12$ (§ 6).

Исходя из скрытой массы КГ, концентрация НЗ в них $n_{nz} \leq 3 \cdot 10^{-4}$ пк⁻³ при среднем расстоянии между ними $R \sim R_k/3 \sqrt{n_{nz}} \geq 14$ пк [16]. При хаотичной пространственной ориентации нейтронных звезд их магнитное поле на удалении от КГ $r \gg R$ взаимно компенсируется. Исходя из среднего расстояния между НЗ в КГ, магнитное поле на их поверхности:

$$B_0 = BR/r_0 \quad (11),$$

где r_0 – радиус НЗ.

При $r_0 \sim 10$ км [7, с. 281] магнитное поле на поверхности НЗ в КГ $B_0 \approx (3 - 8) \cdot 10^7$ Гс, что сравнимо с магнитным полем белых карликов $10^6 - 10^8$ Гс, но ниже чему у пульсаров $10^9 - 10^{12}$ Гс [6, с. 683]. Тем самым, *источниками магнитных полей, удерживающих газ в КГ, могут являться старые, не активные НЗ, чье вращение затормозилось*.

6. Механизмы разогрева межгалактического газа

Исходя из плотности энергии межгалактического газа, способного уравновесить гравитацию ячеек, формирующих сетчато-ячеистую структуру Вселенной, критическое энерговыделение в расчете на одну галактику:

$$L_c = \varepsilon_0/\Omega t \quad (12),$$

где Ω_g – концентрация галактик; t – длительность их энерговыделения.

В условиях расширения Вселенной энергия метагалактических субкосмических лучей падает пропорционально красному смещению $E = E_0/(z + 1)$. При этом основной вклад в плотность энергии межгалактической среды могут внести субкосмические лучи, сформированные в эпоху $z \leq 1$. При возрасте галактик, сравнимом с возрастом Вселенной $T_v \sim 1,4 \cdot 10^{10}$ лет длительность их энерговыделения $t \sim T_v/(z + 1) \approx 7 \cdot 10^9$ лет. При $\epsilon_0 \sim 0,13$ эВ/см³ (§ 2): $\Omega_g \sim 0,1$ Мпк⁻³ [8, с. 530] интенсивность энерговыделения в расчете на одну галактику $L_c \approx 3 \cdot 10^{44}$ эрг/с.

Данное энерговыделение соответствует диапазону светимости объектов с *активными ядрами* (АЯ) $10^{42} - 10^{48}$ эрг/с [7, с. 393] при их средней светимости $L_{АЯ} \sim 10^{45}$ эрг/с. В настоящее время доля галактик с АЯ дая $\sim 1\%$ [7, с. 393]; их энерговыделение дая $L_{АЯ} \approx 10^{43}$ эрг/с.

Сравнимой светимостью $L_v \sim 4 \cdot 10^{43}$ эрг/с обладают *типичные галактики* [5, с. 390], содержащие $N \sim 10^{10}$ звезд со светимостью Солнца $L_\odot \sim 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с, что составляет $L_v/L_c \approx 0,1$ критического энерговыделения. Еще меньше современное энерговыделение *сверхновых* в галактике $L_{св} \leq 3 \cdot 10^{42}$ эрг/с [6, с. 474], что не превышает $L_{св}/L_c \leq 10^{-2}$ требуемого.

С удалением в прошлое концентрация и светимость галактик с АЯ возрастают [6, с. 251], так что феномен галактик с АЯ, в том числе рассматривается как фаза эволюции галактик [8, с. 484]. Светимость галактик с АЯ на два порядка выше, чем у типичных галактик [7, с. 922], что обеспечит требуемое энерговыделение L_c за счет молодых галактик с АЯ при их доле дая $= L_c/L_{АЯ} \approx 0,3$. Так, предполагается, что межгалактический газ был ионизован в эпоху молодых галактик и квазаров [7, с. 81], т.е. *межгалактический газ мог быть разогрет в эпоху молодых галактик*.

Современный разогрев межгалактического газа может происходить за счет *ударных волн*, возникающих при столкновении с ним магнитосфер дрейфующих НЗ, выброшенных взрывами сверхновыми из галактик в межгалактическую среду. Так, пульсары, дрейфуя через межзвездный газ, производят шлейф радиоизлучения [14]. Радиоизлучение пульсаров имеет синхротронную природу, обусловленную их сильным магнитным полем.

Ускорение потоков плазмы также может происходить за счет *магнитосферной конвекции* (дрейф плазмы поперек магнитного поля) в хвостах магнитосфер дрейфующих НЗ. Так, в хвосте магнитосферы Земли, возникающем при ее столкновении с солнечным ветром, возникает крупномасштабное электрическое поле, направленное поперек хвоста с перепадом потенциала 10 – 30 кВ [7, с. 13].

Остаточное магнитное поле дрейфующих НЗ может поддерживаться за счет аккреции межгалактического газа. Выпадающая на поверхность пульсара при аккреции плазма ускоряет его вращение [7, с. 361]. При этом энергия вращения НЗ трансформируется в энергию магнитного поля.

Исходя из критической интенсивности энерговыделения в расчете на одну галактику L_c поток газа $\Delta M/\Delta t$, аккрецирующего на дрейфующие НЗ:

$$\Delta M/\Delta t \sim L_c/\delta c^2 \quad (13),$$

где δ – гравитационный дефект НЗ.

При $L_c \sim 3 \cdot 10^{44}$ эрг/с (12); $\delta \sim 0,3$ [5, с. 407] поток аккрецирующего на НЗ газа $\Delta M/\Delta t \approx 1,5 \cdot 10^{-2} M_\odot$ в год в расчете на одну галактику.

Скрытая масса скоплений галактик в 10 раз превышает видимую массу галактик [5, с. 545]. Анализ кривых вращения галактик показывает, что скрытая масса сосредоточена в их коронах [5, с. 342]. Исходя из массовой доли галактик в массе Вселенной $\delta_g \sim 0,03$ [8, с. 550] массовая доля скрытой массы КГ $\delta_{ск} \sim 10\delta_g \approx 0,3$. При массовой доле коронального газа $\delta_{кг} \sim 3\delta_g$ [16] массовая доля НЗ в КГ $\delta_{нк} = \delta_{ск} - \delta_{кг} \approx 0,2$. При суммарной массовой доле НЗ $\delta_{нз} \sim 0,32$ (§ 3) *массовая доля НЗ, дрейфующих в межгалактической среде* $\delta_{нд} = \delta_{нз} - \delta_{нк} \approx 0,12$ критической массы Вселенной.

При числе НЗ в коронах типичных галактик $N \sim 6 \cdot 10^{10}$ [16] число НЗ, дрейфующих в межгалактической среде в расчете на одну галактику $N' = N \delta_{нд} / \delta_{нк} \approx 3 \cdot 10^{10}$. Средний поток вещества, выпадающего на дрейфующую НЗ $\Delta M / N' \Delta t \approx 5 \cdot 10^{-13} M_{\odot}$ в год. *Средняя интенсивность энерговыделения дрейфующих НЗ*: $W = L_c / N' \sim 10^{34}$ эрг/с, что на порядок ниже минимальной светимости рентгеновских пульсаров в условиях аккреции $\sim 10^{35}$ эрг/с [8, с. 356] при потоке выпадающего на НЗ вещества $10^{-11} M_{\odot}$ в год [8, с. 359].

Тем самым, дрейфующие в межгалактической среде НЗ не могут являться источниками рентгеновского излучения. При большом периоде вращения ≥ 5 с старые НЗ не проявляют себя как радиопульсары [8, с. 180]. *Дрейфующие в межгалактической среде НЗ практически не обнаружимы.*

7. Механизмы излучения межгалактического газа

Межгалактический газ с температурой $T \sim 3 \cdot 10^8$ К (§ 3) может излучать в рентгеновском диапазоне при наличии в нем многозарядных ионов *тяжелых элементов* (ТЭ). Межгалактический газ может быть обогащен ТЭ, входящими в состав КЛ. Так, КЛ содержат существенно больше тяжелых ядер в сравнении со средней распространенностью элементов [6, с. 472].

Согласно концепции нуклеосинтеза образование ТЭ, в том числе, происходит при взрывах сверхновых [7, с. 364]. Насыщенный ТЭ ионизованный газ ОВС, замороженный в силовые линии магнитного поля пульсаров, ускоренных их взрывами, также может выноситься из галактик в КГ и межгалактическое пространство. Возможность данного механизма подтверждает присутствие ТЭ к КГ. Так, газ в КГ включает ТЭ (вплоть до железа) с относительной концентрацией в 10 раз меньшей, чем на Солнце, что связывается с его частичным перемешиванием с внутригалактическим газом [7, с. 81].

Распространенность элементов быстро падает с увеличением массового числа, однако обнаруживает несколько двойных пиков устойчивых изотопов с магическим числом нейтронов 50, включая криптон и стронций; ксенон и барий [8, с. 263]. Длины волны λ основных линий при конечном уровне у данных элементов: *криптон* 0,99 – 0,87 Å; *стронций* 0,88 – 0,77 Å; *ксенон* 0,42 – 0,36 Å; *барий* 0,39 – 0,33 Å [13, с. 961]. Данные многозарядные ионы способны излучать при температуре плазмы:

$$T = ch / \lambda k \quad (14),$$

где k – постоянная Больцмана; h – постоянная планка.

Диапазон предельных температур излучения криптона $(1,4 - 1,6) \cdot 10^8$ К; стронция $(1,6 - 1,8) \cdot 10^8$ К; ксенона $(3,3 - 3,9) \cdot 10^8$ К; бария $(3,6 - 4,2) \cdot 10^8$ К.

В спектр излучения высокотемпературной плазмы с температурой $T \sim 3 \cdot 10^8$ К значительный вклад вносит непрерывное излучение свободных электронов в электрическом поле ионов (свободно-свободное излучение). Так, вклад свободно-свободного излучения в суммарное излучение плазмы в коротковолновом диапазоне возрастает и становится сравним с вкладом линейчатого излучения многозарядных ионов уже при длинах волн ~ 1 нм [8, с. 595], что соответствует тепловому излучению газа с температурой $\sim 10^7$ К.

8. Особенности метрики риманова (псевдориманова) пространства

Стандартные решения уравнений *общей теории относительности* (ОТО), развитой в рамках риманова (псевдориманова) пространства, в рамках модели *Фридмана* предсказывают критическую плотность энергии современной Вселенной $\varepsilon_c = \rho_{cc}^2 \approx 2,6 \cdot 10^3$ эВ/см³ при критической плотности Вселенной $\rho_c \sim 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [5, с. 347]. Фридмановская Вселенная содержит материю в пределах космологического горизонта, за которым присутствие веще-

ства не предполагается, т.е. подобная Вселенная представляет собой глобальную *неоднородность* материи, близкую к черной дыре.

Наблюдаемое пространственное распределение материи имеет локальные неоднородности (в масштабах войдов, скоплений и пр.) при ее *однородном* распределении в более крупном масштабе. Критическая плотность энергии для подобной среды $\sim 0,13 \text{ эВ/см}^3$ (2) на четыре порядка ниже. Крупномасштабное однородное распределение материи, присущее квазисферической римановой Вселенной, согласно *Эйнштейну*, обеспечит введение в уравнения ОТО космологического Λ -члена [11, с. 212]. В этих условиях *наблюдаемое расширение Вселенной свидетельствует в пользу модели Эйнштейна с космологическим Λ -членом*.

Необходимость введения Λ -члена обусловлена тем, что в случае критической массы уравнения ОТО описывают лишь часть сферы Римана, а именно, риманово (псевдориманово) пространство, ограниченное горизонтом событий. Полное описание пространственно-временного многообразия событий затруднено, поскольку наличие поля тяготения математически выражается в кривизне псевдориманова пространства [10, с. 531]. Данный факт иллюстрируют известные решения уравнений ОТО, согласно которым гравитация массивного тела искривляет пространство как *внутри* него (решение Шварцшильда), так и *снаружи*, что выражается в искривлении траектории луча света.

В этой связи описание искривленного пространства сферы Римана, которой присуще *однородное* распределение материи [11, с. 199] ограничивается частичным описанием на основе решений Эйнштейна – Фридмана – Шварцшильда для областей *неоднородного* распределения материи. В предельном случае уравнения ОТО описывают *черную дыру в вакууме*. Подобная система включает ограниченный горизонтом событий объект критической массы, помещенный в плоское евклидово пространство. В подобной системе однородность распределения материи в пределах горизонта Вселенной может поддерживаться за счет введения космологического Λ -члена [11, с. 212], либо за счет давления среды, обладающей критической плотностью энергии по Фридману.

Так, из ОТО следует возможность существования объектов, имеющих гравитационный радиус. По определению, «гравитационный радиус – радиус сферы, на которой сила тяготения, создаваемая сферической не вращающейся массой, целиком лежащей внутри сферы, стремится к бесконечности» [5, с. 532]; гравитационный радиус:

$$R_g = 2Gm/c^2 \quad (15),$$

где c – скорость света; m – масса тела.

Область, ограниченная горизонтом (Вселенная, либо черная дыра) радиусом $R = R_g$, в *евклидовом* пространстве имеет объем:

$$V_{ев} = 4\pi R^3/3 \quad (16).$$

Объем сферы Римана:

$$V_p = 2\pi^2 R^3 \quad (17).$$

Отношение объема сферы Римана и сферы в евклидовом пространстве аналогичного радиуса:

$$V_p/V_{ев} = 3\pi/2 \approx 4,7 \quad (18).$$

Из соотношения (18) следует, что сфера Римана формально может вместить несколько сфер, ограниченных гравитационным радиусом, чья масса соответствует критической. Из чего следует тезис: *наблюдаемое в пределах космологического горизонта пространство нашей Вселенной может являться частью римановой (псевдоримановой) Вселенной*. При этом в случае стационарной Вселенной объем ненаблюдаемой области больше объема наблюдаемой части, ограниченной горизонтом в $3\pi/2 - 1 \approx 3,7$ раза.

Теория относительности Эйнштейна развита в рамках псевдориманова 4-мерного пространства-времени положительной кривизны. Многообразие событий в системе криволинейных координат задается *знаконеопределенной* невырожденной квадратичной формой:

$$d\sigma^2 = g_{ik} dx^i dx^k \quad (19),$$

($i, k = 0, 1, 2, 3$), где x^1, x^2, x^3 – пространственные координаты; x^0 – временная координата.

Коэффициенты данной метрики, допускающей мнимые расстояния, характеризуют поле тяготения, играя роль потенциальных функций [10, с. 531]. Форма (19) в каждой точке пространства событий сводится к виду:

$$d\sigma^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - d(ct)^2 \quad (20),$$

где x, y, z – пространственные координаты; t – время.

Стандартные решения уравнений ОТО используют три действительные пространственные координаты, что не позволяет описывать сферу Римана без границ в полном объеме.

Из уравнений Эйнштейна в том числе следует решение Шварцшильда для сферически-симметричного материального объекта. Решение Шварцшильда указывает на искривление пространства, достигающее максимальной величины в области гравитационного радиуса объекта R_g , эквивалентное повороту радиальной координаты на угол $\varphi = \pm 90^\circ$ [17, с. 55].

Массивный объект искривляет пространство также за пределами его гравитационного радиуса. Согласно ОТО, максимальное отклонение луча света гравитацией тела также достигает 90° . Так, угол отклонения луча света $\varphi = 2\alpha$ при его прохождении на расстоянии R от объекта [17, с. 65], где

$$\operatorname{tg} \alpha = \pm 2Gm/c^2R \quad (21).$$

При $R = R_g$ (15), $\operatorname{tg} \alpha = \pm 1$ при $\alpha = \pm 45^\circ$; в зависимости от направления облета тела луч света отклонится на $\varphi = \pm 90^\circ$.

Суммарное максимальное отклонение гравитацией луча света, проходящего вблизи массивного объекта гравитационного радиуса и затем попадающего внутрь него, сопровождающееся соответствующей сменой систем отсчета, составит $2\varphi = 180^\circ$, т.е. в центр объекта, ограниченного горизонтом событий, свет может попасть снаружи со стороны, противоположной его первоначальному направлению.

Если луч пройдет вблизи данного объекта с другой стороны, он также отклонится в противоположном направлении и достигнет его центра, отклонившись от первоначального направления на угол $2\varphi = 180^\circ$. Суммарное искривление (поворот) пространства вдоль траектории лучей, дважды пересекающих горизонт событий $4\varphi = 360^\circ$.

Круг на сфере Римана является прямой [10, с. 528], т.е. искривление пространства в сфере Римана также соответствует повороту евклидова пространства на 360° .

9. Физический смысл космологического Λ члена

Согласно Эйнштейну Λ член обеспечивает однородное распределение вещества в римановом пространстве [11, с. 212], т.е. его введение обеспечит своего рода эквивалент сферы Римана при решении уравнений ОТО. Размерность и современная величина Λ члена $|\Lambda| < 10^{-55} \text{ см}^{-2}$ [9, с. 774] соответствуют кривизне пространства римановой Вселенной [10, с. 528]:

$$K = 1/R_b^2 \quad (22),$$

где R_b – радиус горизонта Вселенной.

При $R_b \sim 4 \cdot 10^{28} \text{ см}$ [5, с. 347] кривизна пространства $K \approx 6 \cdot 10^{-58} \text{ см}^{-2}$.

Это дает основания полагать, что Λ член, обеспечивающий равномерное крупномасштабное распределение вещества во Вселенной, описывает *искривление* риманова пространства в области ее горизонта.

Соответствующая Λ члену кривизна пространства *отрицательна*. Иначе вклад Λ члена дополнит гравитационный вклад материи наблюдаемой Вселенной. Соответствующее искривление пространства может вызывать материя, находящаяся за горизонтом нашей Вселенной, чья масса и плотность сопоставимы с массой и плотностью наблюдаемой области.

Если ненаблюдаемая область Вселенной симметрична по отношению к наблюдаемой, то кривизну «внутренней» области пространства в области ее горизонта радиуса R_b компенсирует кривизна «внешней» части $\Lambda = -1/R_b'^2$ радиусом R_b' , т.е. суммарная кривизна пространства может быть близка к нулю: $K + \Lambda \approx 0$. Пространство Вселенной однородной плотности в любой системе отсчета окажется близко к евклидову.

Так, данные космической обсерватории Планк, приведенные в выпуске Planck Legacy 2018, указывают на повышенную амплитуду гравитационного линзирования МФИ в малых угловых масштабах. Однако при больших масштабах кривизна пространства близка к нулю, что свидетельствует в пользу плоской Вселенной. В данном контексте раскрывается *физический смысл Λ члена: искривление пространства гравитацией материи, находящейся за космологическим горизонтом Вселенной*, что обеспечивает ее однородное распределение в пределах наблюдаемого горизонта.

Как показано Эйнштейном, «при равномерном распределении материи мир с необходимостью должен быть сферическим (эллиптическим)» [11, с. 199]. Если распределение материи не однородно, то топология мира отклонится от сферической. Именно такая топология, согласно Эйнштейну, соответствует реальному миру: «Так как в действительности в отдельных областях материя распределена неравномерно, то реальный мир в отдельных частях ... будет квазисферическим» [11, с. 199].

Переносчики темной энергии до настоящего времени не обнаружены. При этом наблюдаемая Вселенная, однородная в крупном масштабе, расширяется в условиях компенсации давлением межгалактической среды гравитации материи ячеек, формирующих ее ячеистосетчатую структуру (§ 2). Это дает основание полагать, что *топология Вселенной близка к квазисферическому риманову (псевдориманову) пространству*.

Литература

1. Y. Hoffman, D. Pomarede, R.V. Tully, H. Courtois. The Dipole Repeller // Nature Astronomy. – 2017. – V. 1. – Art. 36.
2. D. Eckert, M. Jauzac, H.Y. Shan, J.-P. Kneib, T. Erben, H. Israel, E. Jullo, M. Klein, R. Massey, J. Richard, C. Tchernin. Warm-hot baryons comprise 5–10 per cent of filaments in the cosmic web // Nature. – 2015. – V. 528. – P. 105-107.
3. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // The Astrophysical Journal. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.
4. *Поройков С.Ю.* Вклад давления межгалактической среды на короны галактик в их взаимное отталкивание // Журнал естественнонаучных исследований. – 2019. – Т. 4. – № 2. – С. 8-19.
5. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия. Т. 1. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
6. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия. Т. 2. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
7. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия. Т. 3. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
8. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия. Т. 4. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
9. *Прохоров А.М.* Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия. – 1983.
10. *Прохоров Ю.В.* Большой энциклопедический словарь. Математика. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 2000.
11. А. Эйнштейн Теория относительности. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». – 2000.
12. R.C. Henry. Diffuse background radiation // The Astrophysical Journal. – 1999. – № 516. – P. L49-L52.
13. *Григорьев И.С., Мейлихов Е.З.* Физические величины. Справочник. – М.: Энергоатомиздат. – 1991.
14. F.K. Schinzel, M. Kerr, U. Rau, S. Bhatnagar, D.A. Frail. The Tail of PSR J0002+6216 and the Supernova Remnant CTB 1 // The Astrophysical Journal Letters. – 2019. – V. 876. – № 1. – Art. L17. – pp. 10.

15. *Поройков С.Ю.* Природа скрытой массы // Основания фундаментальной физики и математики: материалы III Российской конференции (ОФФМ-2019) / под ред. Ю.С. Владимирова, В.А. Панчелюги – М.: РУДН. – 2019. – С. 152-156.
16. *Поройков С.Ю.* Вклад дрейфующих нейтронных звезд, ускоренных взрывами сверхновых в протогалактиках, во взаимное отталкивание галактик // Журнал естественнонаучных исследований. – 2019. – Т. 4. – № 3. – С. 20-52.
17. *Владимиров Ю.С.* Геометрофизика. – М.: БИНОМ. – 2005.