

# Расширение войдов и их субструктур под давлением космических лучей, рассеиваемых магнитным полем гало (корон) галактик

## Expansion of voids and their substructures under the pressure of cosmic rays scattered by the magnetic field of the halo (corona) of galaxies

**Поройков С.Ю.**

Канд. физ.-мат. наук Московского государственного Университета им. М.В. Ломоносова, г. Москва  
e-mail: sporoykov@mail.ru

**Poroykov S.Yu.**

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

### Аннотация

Показано, что гравитацию материи в войдах уравновесит давление на короны галактик в филаментах метагалактических космических лучей (КЛ) с плотностью энергии  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup>, которые может рассеивать магнитное поле корон галактик  $\sim 4$  мкГс с плотностью энергии  $\sim 0,3$  эВ/см<sup>3</sup>, образуемое релятивистскими объектами в двойных системах. Источником КЛ могут являться объекты с активными ядрами с энерговыделением в расчете на одну типичную галактику  $\sim 5 \cdot 10^{43}$  эрг/с. Войды радиусом  $\sim 20$  Мпк содержат ультрадиффузные галактики (УДГ) низкой поверхностной яркости, имеющие протяженное массивное темное гало. УДГ образуют в войдах сферические субструктуры радиусом  $\sim 2$  Мпк. Субструктуры в войдах может формировать давление метагалактических КЛ, рассеиваемых магнитным полем гало УДГ радиусом  $\sim 100$  кпк, сравнимым с радиусом корон галактик общей популяции.

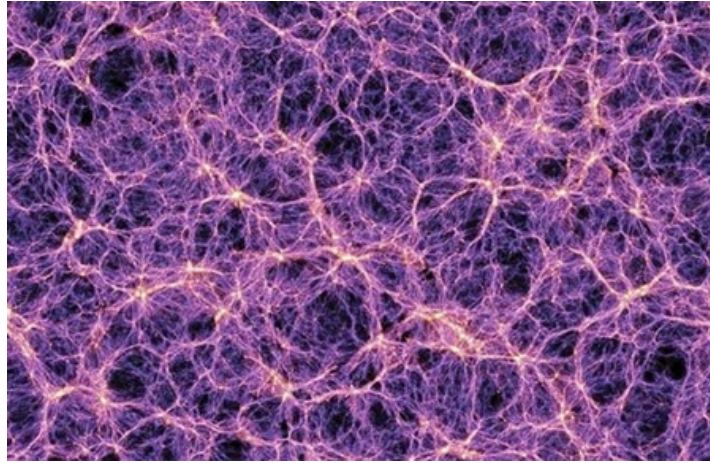
**Ключевые слова:** короны галактик, войды, ультрадиффузные галактики, космические лучи.

### Abstract

It is shown that the gravity of matter in the voids will balance the pressure on the galactic crowns in the filaments of metagalactic cosmic rays (CR) with an energy density of  $\sim 0.1$  eV/cm<sup>3</sup>, which can be scattered by the magnetic field of galactic crowns  $\sim 4$   $\mu$ G with an energy density of  $\sim 0.3$  eV/cm<sup>3</sup> formed by relativistic objects in binary systems. The CR source can be objects with active nuclei with an energy release per typical galaxy of  $\sim 5 \cdot 10^{43}$  erg/s. Voids with a radius of  $\sim 20$  Mpc contain ultra-diffuse galaxies (UDG) of low surface brightness, which have an extended massive dark halo. UDG form spherical substructures in voids with a radius of  $\sim 2$  Mpc. The substructures in voids can be formed by the pressure of metagalactic CR scattered by the magnetic field of the UDG halo with a radius of  $\sim 100$  kpc, comparable to the radius of the crowns of galaxies of the general population.

**Keywords:** galactic crowns, voids, ultra-diffuse galaxies, cosmic rays.

Вселенная однородна и изотропна в масштабе ( $3 \cdot 10^2 - 10^4$ ) Мпк, вплоть до горизонта. В масштабе  $\leq 10^2$  Мпк Вселенная обладает выраженной крупномасштабной ячеисто-сетчатой структурой, образуемой *войдами* (пустотами) и вытянутыми нитями – *филаментами*, формируемыми галактиками, их группами и скоплениями (рис. 1).



**Рис. 1.** Крупномасштабная ячеисто-сетчатая структура Вселенной

В однородной среде динамика расширения (сжатия) областей неоднородности определяется балансом сил давления среды и гравитации. В однородной в больших масштабах Вселенной областями неоднородности материи являются войды. При этом в войдах радиусом  $\sim 20$  Мпк обнаружены сферические субструктуры радиусом  $\sim 2$  Мпк, ограниченные крупными галактиками низкой поверхностной яркости с протяженным гало [1].

В настоящей работе анализируется механизм формирования войдов и их субструктур под давлением межгалактической среды.

### 1. Магнитное поле в коронах галактик и войдах

Давление газа в *короне галактики* (КГ) на два порядка выше, чем в ее гало. Несмотря на столь значительный перепад давлений, газ из корон не перетекает в гало галактик или в войды. Горячий корональный газ ионизован [2, с. 81], т.е. его может удерживать магнитное поле, что указывает на наличие в КГ местных источников *магнитных полей* [3].

Так, средняя температура коронального газа  $T_k \sim 2 \cdot 10^6$  К [4] при его средней концентрации (в скоплениях галактик)  $n_k \sim 10^{-3}$  см $^{-3}$  [2, с. 81]. В гало галактик концентрация газа  $n_g \sim 3 \cdot 10^{-4}$  см $^{-3}$ ; температура  $T_g \sim 10^5$  К [2, с. 85]. Давление газа в короне выше, чем в гало в  $p_k/p_g = n_k T_k / n_g T_g \approx 70$  раз.

В областях концентрации скрытой массы (преимущественно в КГ) наблюдается  $\gamma$ -излучение в области 1 – 10 ГэВ [5]. Сравнимую энергию в области максимальной плотности потока 1 – 10 ГэВ имеют *космические лучи* (КЛ) [6, с. 472], индикатором которых служит  $\gamma$ -излучение, возникающее за счет распада нейтральных пионов, образующихся при столкновении КЛ с частицами межгалактического газа [6, с. 474]. Таким образом, носители скрытой массы КГ (их часть) могут генерировать КЛ и (или) удерживать их магнитным полем [7].

В имеющих скрытую массу КГ наблюдается *рентгеновское* излучение [8]. Например, у галактики NGC 266 рентгеновская светимость короны  $\sim 4 \cdot 10^{40}$  эрг/с [9]; у NGC 1961 и NGC 6753 светимость  $\sim 6 \cdot 10^{40}$  эрг/с [10]. Разогрев межгалактического газа в КГ объясним излучением неразрешенных двойных рентгеновских систем, включающих компактные продукты эволюции массивных звезд [8]. При этом двойные рентгеновские системы в КГ могут иметь магнитное поле, удерживающее ионизованный газ [7].

Плотность энергии магнитного поля:

$$\omega_m = B^2/2\mu_0, \quad (1)$$

где  $B$  – индукция магнитного поля;  $\mu_0$  – магнитная постоянная [2, с. 587].

Галактическое магнитное поле  $2 - 3$  мкГс [6, с. 682] однородно в масштабах  $>1$  кпк и в среднем составляет  $B = 2,2 \pm 0,4$  мкГс [11, с. 181]. *Плотность энергии магнитного поля галактики*  $\omega_m \approx 0,1$  эВ/см<sup>3</sup>.

Подобное магнитное поле способно удерживать ионизованную компоненту межзвездного газа сравнимой плотности энергии. Плотность энергии теплового движения межзвездного газа сравнима с плотностью энергии галактического магнитного поля [6, с. 471]. Так, галактику наполняет слабо ионизованный теплый межоблачный газ концентрацией  $n \sim 0,1$  см<sup>-3</sup> с температурой  $T \sim 10^4$  К [2, с. 86]. Давление такого газа  $p \sim nkT$  эквивалентно плотности его энергии  $p = \varepsilon \approx 0,1$  эВ/см<sup>3</sup>, что сравнимо с плотностью энергии магнитного поля галактики  $\omega_m \sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (1).

Давление сильно ионизованной плазмы, содержащей ионы и электроны  $p = 2nkT$  уравновесит магнитное поле с плотностью энергии  $\omega_m = p$ , из чего следует соотношение Беннета:

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

где  $k$  – постоянная Больцмана.

Горячий газ в КГ удержит магнитное поле  $B \approx 4$  мкГс, что сравнимо с магнитным полем галактики  $2 - 3$  мкГс. Для сравнения, в протяженных радиоструктурах (облаках) в коронах радиогалактик магнитное поле  $1 - 100$  мкГс [11, с. 213-214], т.е. может быть более чем на порядок выше.

Магнитное поле способно удерживать в КГ не только ионизованный газ, но и КЛ сравнимой плотности энергии. Так, магнитное поле галактик способствует удержанию КЛ [6, с. 681]. При этом часть КЛ вытекает из галактики, на что указывает наблюдаемая анизотропия ультрарелятивистских КЛ [6, с. 473] (§ 8). Плотность энергии магнитного поля галактики  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (1) на порядок меньше, чем у галактических КЛ  $\sim 1$  эВ/см<sup>3</sup> [6, с. 471]. Соответственно, *часть галактических космических лучей может вытекать из галактики в межгалактическую среду.*

Плотность энергии горячего ионизованного межгалактического газа в КГ  $\varepsilon_g = 2nkT \approx 0,3$  эВ/см<sup>3</sup> втрое меньше, чем у галактических КЛ  $\sim 1$  эВ/см<sup>3</sup>. Тем самым, КГ могут удерживать часть КЛ, вытекающих из галактики. *Плотность энергии магнитного поля в короне галактики*  $\omega_m \approx \varepsilon_g \sim 0,3$  эВ/см<sup>3</sup>.

Плотность энергии метагалактических КЛ в войдах  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (§ 8) втрое меньше, чем у магнитного поля КГ. Тем самым, *магнитное поле корон галактик может рассеивать метагалактические космические лучи* [3] (§ 6).

Магнитное поле в *войдах*  $B \leq 6,5 \cdot 10^{-10}$  Гс [12]. Согласно формуле (1) *плотность энергии магнитного поля в войдах*  $\omega_m \leq 10^{-8}$  эВ/см<sup>3</sup>.

Плотность энергии метагалактических КЛ  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> на 7 порядков выше, т.е. *метагалактические космические лучи могут распространяться в войдах* практически свободно.

Плотность энергии (давление) ионизованного газа в войдах не выше плотности энергии магнитного поля войдов  $\leq 10^{-8}$  эВ/см<sup>3</sup> (§ 10), т.е. *ионизованный газ в войдах может удерживать магнитное поле войдов.*

## 2. Источники магнитного поля в коронах галактик

Оценим энергию магнитного поля в КГ:

$$W_m = 4\pi\omega_m r^3/3, \quad (3)$$

где  $r$  – радиус корон галактик.

Радиус КГ  $r \sim 100$  кпк [2, с. 81]. У крупных спиральных галактик, включая нашу галактику  $r \sim 75$  кпк [13, с. 1215]; у галактики NGC 266  $r \sim 70$  кпк [9]; NGC 1961 и NGC 6753  $r \sim 60$  кпк [10] при среднем  $r \sim 65$  кпк.

При  $\omega_m \sim 0,3 \text{ эВ/см}^3$  (§ 1) средняя энергия магнитного поля корон указанных выше галактик  $W_m \approx 1,5 \cdot 10^{58}$  эрг. Сравнимая энергия  $10^{58} - 10^{59}$  эрг у магнитного поля радиооблаков в коронах радиогалактик [11, с. 114].

Магнитное поле в КГ могут формировать *нейтронные звезды* (НЗ) в двойных системах с карликами [7]. Присутствие в гало (короне) галактики НЗ в двойных системах может объяснить *фоновое космическое излучение* (ФКИ) в области  $10 - 10^3$  кэВ, относящейся к диапазону  $\gamma$ -всплесков, на что указывает сходство энергетических спектров  $\gamma$ -всплесков и ФКИ в данном диапазоне, включая излом в области  $\sim 0,4$  МэВ, присущий ФКИ [7] и части  $\gamma$ -всплесков, связываемых с НЗ [15, с. 407]. Так, излучение неразрешенных внегалактических источников может вносить существенный вклад в рентгеновское ФКИ [11, с. 342]; [16, с. 338].

Оценим число НЗ, способных сформировать магнитное поле КГ, соответствующее оценке (3). Так, энергия вращения НЗ:

$$W_v = 2Jmn(\pi\tau/\tau)^2, \quad (4)$$

где  $mn$  – масса пульсара;  $\tau$  – период;  $J$  – безразмерный момент инерции шара.

Момент инерции шара  $J = 0,4$ ; характерная масса НЗ  $mn \sim 1,5 M_\odot$  [6, с. 69]; радиус НЗ  $r \sim 10$  км [2, с. 281]. При типичном периоде старых пульсаров  $\tau \sim 0,4$  с [13, с. 1213] энергия вращения старых НЗ  $W_{vr} \approx 1,5 \cdot 10^{47}$  эрг.

В коронах крупных спиральных галактик массой  $\sim 10^{11} M_\odot$  число НЗ  $N_n = W_m/W_v \approx 10^{11}$ , что сравнимо с числом видимых звезд. Масса таких галактик с учетом корон согласно формуле (6)  $M_k \sim 6,4 \cdot 10^{11} M_\odot$  (§ 3), т.е. доля НЗ в массе филаментов  $\delta n = N_n mn / M_k \approx 23\%$ . При доле вещества в филаментах  $\Omega_m = 0,31$  (§ 3) *доля нейтронных звезд в массе Вселенной*  $\Omega_n = \delta n \Omega_m \approx 0,07$ .

НЗ в толстом диске галактики являются источниками  $\gamma$ -всплесков с энергией  $E \sim 10^{39} - 10^{40}$  эрг при интервале между ними  $t > 10 - 100$  лет [15, с. 407]. Такие НЗ могут входить в двойные системы с карликами, движущимися по вытянутым орбитам. Энерговыделение НЗ при  $\gamma$ -всплесках  $L_n = E/t < 3 \cdot 10^{29} - 3 \cdot 10^{31}$  эрг/с при усредненном  $L_n \sim 3 \cdot 10^{30}$  эрг/с.

Рентгеновскую светимость корон крупных галактик  $L_k = (4 - 6) \cdot 10^{40}$  эрг/с (§ 1) обеспечат  $N_n \sim 10^{11}$  НЗ, при энерговыделении  $L_n \sim 3 \cdot 10^{30}$  эрг/с, если  $\Delta n = L_k / N_n L_n = 15 \pm 5\%$  *нейтронных звезд входят в двойные системы*. Для сравнения, в двойные системы входят около 4% пульсаров [11, с. 180].

### 3. Механизм формирования войдов

Межгалактическая среда в войдах может оказывать давление на галактики в филаментах. Так, соседний войд оказывает динамическое воздействие на Местную группу галактик, вызывая отклоняющее движение со скоростью  $200 - 250$  км/с [14].

Подобное воздействие может быть обусловлено давлением на КГ в филаментах со стороны войда при плотности энергии среды  $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$  [3]. Сравнимую плотность энергии  $\sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$  имеют метагалактические КЛ в войдах (§ 9), которые могут рассеивать магнитные поля КГ (§ 6).

Рассеяние КЛ в КГ могут способствовать магнитные поля карликовых галактик – спутников более крупных. Например, Местная группа галактик содержит несколько десятков карликовых галактик [13, с. 1224].

Сила давления межгалактической среды (КЛ) в войде на сферические короны типичных галактик в филаментах  $F_{кл} = \delta \pi r^2 \epsilon v$  может уравновесить силу гравитационного притяжения материи в войдах  $F_g = GM_k M / Rv^2$ . При массе материи  $M = 4\pi r^3 \rho / 3$  критическая плотность энергии среды в войде:

$$\epsilon v = 4G\rho c M_k Rv / 3\theta r^2, \quad (5)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная;  $\rho_c$  – критическая плотность Вселенной;  $R_v$  – радиус войдов;  $r$  – корон галактик;  $M_k$  – масса типичной галактики с учетом короны;  $\theta$  – коэффициент рассеяния излучения коронами галактик.

Масса типичной галактики общей популяции с учетом массы короны:

$$M_k = m_s \Omega_m / \Omega_s, \quad (6)$$

где  $m_s$  – суммарная масса звезд в типичной галактике;  $\Omega_s$  – массовая доля звезд во Вселенной;  $\Omega_m$  – доля вещества, проявляющегося в линзировании.

По данным Planck 2015 доля скрытой массы, проявляющейся в линзировании, ассоциируемой с так называемой «темной материей»  $\Omega_c = 0,258 \pm 0,011$ ; доля барионов  $\Omega_b = 0,0484 \pm 0,001$  [17] сравнима с массовой долей видимых звезд  $\Omega_s \sim \Omega_b$ . Суммарная доля вещества  $\Omega_m = \Omega_s + \Omega_c \approx 0,308 \pm 0,012$ . Суммарная доля вещества, включая скрытую массу и наблюдаемые барионы, согласно спектроскопическим данным SDSS каталога с учетом данных линзирования:  $\Omega_m = 0,315 \pm 0,012$  [18] при среднем  $\Omega_m = 0,31 \pm 0,012$ .

При отношении  $\Omega_m / \Omega_s \approx 6,4 \pm 0,3$  и суммарной массе видимых звезд в типичных галактиках общей популяции  $m_s \sim 10^{10} M_\odot$  [15, с. 390] согласно соотношению (6) масса типичных галактик с учетом корон  $M_k \approx 6,4 \cdot 10^{10} M_\odot$ .

В зависимости от типа рассеяния (упругого или неупругого) коэффициент рассеяния магнитосферой крупных космических объектов излучения в виде потока заряженных частиц  $1 \leq \theta \leq 2$  [2, с. 12]. В случае захвата метагалактических КЛ магнитным полем гало (корон) галактик  $\theta \sim 1$ . Так, магнитное поле галактик удерживает КЛ [6, с. 681]. Также магнитное поле КГ может удерживать метагалактические КЛ [7] (§ 1).

Формула (5) включает критическую плотность Вселенной  $\rho_c$ , которая зависит от постоянной Хаббла [15, с. 347]:

$$\rho_c = 3H_0^2 / 8\pi G. \quad (7)$$

При постоянной Хаббла  $H_0 \sim 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$  по данным обсерваторий WMAP и Planck, критическая плотность Вселенной  $\rho_c \approx 9 \cdot 10^{-30} \text{ г} / \text{см}^3$ .

Размер войдов  $D \sim 50 \text{ Мпк}$  [15, с. 347]; по другим данным  $D \sim 30 - 35 \text{ Мпк}$  [6, с. 478] при среднем радиусе войдов  $R_v = D/2 \approx 20 \pm 5 \text{ Мпк}$ .

При  $M_k \sim 6,4 \cdot 10^{10} M_\odot$  (6);  $r \sim 65 \text{ кпк}$  (§ 2);  $\theta \sim 1$  согласно формуле (5) критическая плотность энергии межгалактической среды в войдах  $\epsilon_v \approx 0,09 \pm 0,02 \text{ эВ} / \text{см}^3$ .

Данная оценка сравнима с плотностью энергии метагалактических КЛ в войдах  $\sim 0,1 \text{ эВ} / \text{см}^3$  (§ 9). Тем самым, *войды могут расширяться в условиях давления на короны галактик метагалактических космических лучей.*

Сходный механизм может формировать субструктуры в войдах (§ 7).

Плотность энергии ионизованного газа в войдах  $\epsilon_{gv} \leq 10^{-8} \text{ эВ} / \text{см}^3$  (§ 1) не выше  $\epsilon_{gv} / \epsilon_v \leq 10^{-7}$  критической. Вклад давления газа войдов в их формирование пренебрежимо мал.

#### 4. Скорость расширения войдов

Скорость удаления объектов во Вселенной определяет закон Хаббла:

$$v = H_0 R_v. \quad (8)$$

При  $H_0 \sim 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ ;  $R_v \sim 20 \text{ Мпк}$  (§ 3) *скорость расширения войдов* относительно их центра  $v \approx 1400 \text{ км} / \text{с}$ .

Оценим энерговыделение галактик в виде КЛ, позволяющее войду расширяться с подобной скоростью.

Приращение объема сферического войда  $\Delta V = 4\pi R^2 \Delta R$  возможно при выделении галактиками энергии в виде КЛ  $E = \epsilon_v \Delta V$  за время  $E = L \Delta t$  при суммарной светимости галактик  $L = \epsilon_v \Delta V / \Delta t$ . При  $H_0 = \Delta R / \Delta t R$  [6, с. 488] с учетом формулы (8) суммарная светимость галактик в пределах войда:

$$L = 4\pi N_0 \epsilon v R v^3. \quad (9)$$

При  $\epsilon v \sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (§ 9) суммарная мощность излучения галактик в виде КЛ в расчете на один войд  $L \approx 9 \cdot 10^{47}$  эрг/с.

В расчете на одну типичную галактику приходится средняя мощность излучения в виде КЛ  $L_g = L/N$ , где  $N$  – число галактик в расчете на войд.

Оценим число типичных галактик в войде исходя из массы материи в нем  $M = 4\pi \rho R v^3/3$  с учетом доли вещества в филаментах:

$$N = 4\pi \Omega_m \rho R v^3/3 M_k, \quad (10)$$

где  $\Omega_m$  – массовая доля вещества в филаментах.

При массе типичной галактики общей популяции с учетом ее короны  $M_k \sim 6,4 \cdot 10^{10} M_\odot$ ;  $\Omega_m \sim 0,31$  (§ 3) среднее число галактик на войд  $N \approx 2 \cdot 10^4$ .

При соотношении  $L_g = L/N$  светимость типичных галактик в виде КЛ:

$$L_g = 3 M_k N_0 \epsilon v / \Omega_m \rho. \quad (11)$$

Наблюдаемое расширение войдов обеспечит мощность излучения в виде космических лучей  $L_g \approx 5 \cdot 10^{43}$  эрг/с в расчете на типичную галактику.

Для сравнения, оценим энерговыделение галактик в виде КЛ в модели стационарной Вселенной, не учитывающей динамику расширения войдов, а также потерю энергии КЛ из-за красного смещения. Данная модель оценивает минимальную мощность излучения типичных галактик в виде КЛ, способную наполнить ими войд за весь период существования галактик:

$$L_g \geq 4\pi \epsilon v R v^3/3 N t_g, \quad (12)$$

где  $t_g$  – возраст галактик;  $N$  – число типичных галактик в расчете на войд.

При  $R v \sim 20$  Мпк;  $t_g \sim 10$  млрд лет;  $N = 2 \cdot 10^4$  (§ 4);  $\epsilon v \sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (§ 9) современное энерговыделение типичной галактики в виде КЛ  $L_g \geq 2 \cdot 10^{43}$  эрг/с, что согласуется с предыдущей оценкой  $\sim 5 \cdot 10^{43}$  эрг/с (11), близкой к светимости нормальной спиральной галактики  $\sim 4 \cdot 10^{43}$  эрг/с [15, с. 390] массой  $\sim 10^{11} M_\odot$ . Так, при соотношении масса-светимость галактик общей популяции  $\sim 10 M_\odot/L_\odot$  [15, с. 389] у типичной галактики массой  $10^{10} M_\odot$  светимость  $10^9 L_\odot$ , т.е.  $L_g \sim 4 \cdot 10^{42}$  эрг/с, что на порядок меньше.

Для сравнения, энерговыделение корон нормальных крупных галактик  $(4 - 6) \cdot 10^{40}$  эрг/с (§ 1) на 3 порядка меньше, т.е. их вклад не существен.

Основным источником метагалактических КЛ могут быть галактики с активными ядрами (АЯ), которые составляют дая  $\sim 1\%$  всех галактик, а мощность их излучения сравнима со светимостью всех прочих галактик (§ 8). Необходимое для расширения войдов энерговыделение галактик с АЯ  $L_{ая} = L_g/\delta_{ая} \approx 5 \cdot 10^{45}$  эрг/с соответствует светимости объектов с АЯ  $(10^{42} - 10^{48})$  эрг/с [2, с. 393], включая квазары  $(10^{45} - 10^{48})$  эрг/с [6, с. 250].

В условиях накопления метагалактических КЛ в войдах (§ 6) расширение современных войдов может отчасти происходить по инерции, за счет энерговыделения молодых галактик, включая галактики с АЯ, чья активность была максимальна в эпоху  $z \sim 2$  (§ 5). С учетом падения энергии метагалактических КЛ в зависимости от красного смещения  $E = E/(z + 1)$ , для современного расширения войдов на одну типичную галактику эпохи  $z \sim 2$  требуется мощность излучения в виде КЛ  $L_g' = L_g(z + 1) \approx 1,5 \cdot 10^{44}$  эрг/с.

## 5. Светимость молодых галактик

Формулы (11) и (12) для оценки энерговыделения типичных галактик в виде КЛ учитывают современную плотность энергии КЛ в войдах. В общем случае плотность энергии КЛ падает с ростом радиуса войдов с учетом красного смещения  $\epsilon v \sim 1/R v^4$ . При этом метагалактические КЛ рассеиваются, а не захватываются магнитным полем КГ (§ 6), т.е. излученные галактиками КЛ могут накапливаться в войдах, способствуя их расширению.

Оценим светимость типичных галактик, способную компенсировать работу при расширении войда  $A = F_{\Gamma}\Delta R$  по преодолению сил гравитации  $F_{\Gamma} = 4\pi G_{\rho}M_{\kappa}Rv/3$ . Из определения постоянной Хаббла следует соотношение  $\Delta R = H_{\odot}\Delta tR$ , так что светимость типичных галактик в виде КЛ  $L_{\Gamma} = A/\Delta t$  сводится к виду  $L_{\Gamma} = F_{\Gamma}H_{\odot}R$  и определяется соотношением:

$$L_{\Gamma} = 4\pi G_{\rho}M_{\kappa}H_{\odot}Rv^2/3. \quad (13)$$

При приведенных выше значениях параметров, *работу при расширении войда компенсирует светимость типичных галактик*  $L_{\Gamma} \approx 3 \cdot 10^{42}$  эрг/с.

Оценка (13) на порядок меньше оценок (11) и (12), т.е. вклад данного фактора в расширение современных войдов невелик  $\sim 0,1$ , что обусловлено их большим размером. Так, с учетом зависимости  $\rho \sim 1/Rv^3$  формула (13) сводится к соотношению  $L_{\Gamma} \sim 1/Rv$ .

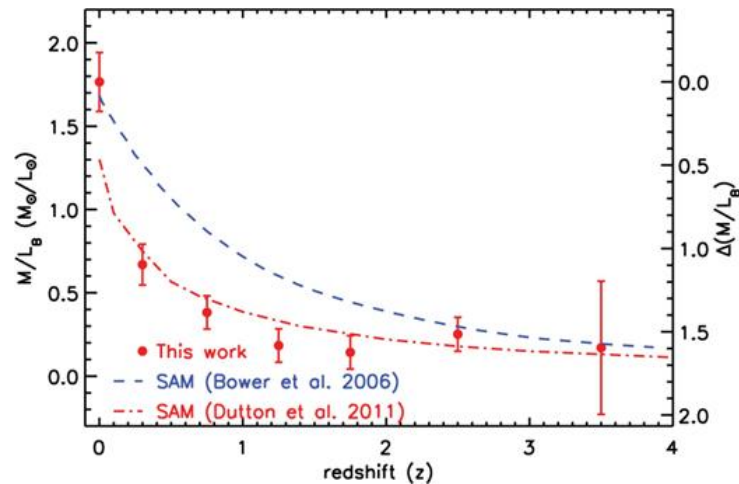
В стандартной модели расширяющейся Вселенной ее радиус зависит от красного смещения  $z$  [6, с. 488], т.е. радиус войдов в более раннюю эпоху:

$$Rv = R_0/(z + 1), \quad (14)$$

где  $R_0$  – современный радиус войдов.

При зависимости  $L_{\Gamma} \sim 1/Rv$ , где  $Rv \sim 1/(z + 1)$ , для компенсации работы по преодолению сил гравитации в период формирования войдов требовалась большая светимость галактик  $L_{\Gamma} \sim (z + 1)$ . При больших  $z$  работа при расширении войда окажется сравнима с энерговыделением галактик в виде КЛ, вызывающим их расширение. Тем самым, расширение войдов в более раннюю эпоху было возможно, если светимость молодых галактик была выше, чем современных, что соответствует наблюдениям.

Звездообразование в галактиках имело максимальную скорость в начале их существования [6, с. 68]. Соотношение масса-светимость галактик в зависимости от красного смещения представлено на рис. 2 [19].



**Рис. 2.** Соотношение масса-светимость удаленных галактик

Как видно из рис. 2, светимость галактик возрастает с ростом красного смещения. Так, в эпоху  $z \sim 2$  светимость галактик на порядок превышала современную [19]; [20], что удовлетворяет зависимости  $L_{\Gamma} \sim (z + 1)$ .

Основным источником метагалактических КЛ являются галактики с АЯ (§ 8). При этом максимум пространственной концентрации квазаров приходится на эпоху  $1,7 \leq z \leq 2,7$  при среднем  $z \sim 2,2$  [21] (рис. 3).

Излученные квазарами КЛ могли пополнять массив метагалактических КЛ, приводя к *ускоренному расширению войдов* (Вселенной) в диапазоне  $1,7 \leq z \leq 2,7$ . Период падения активности квазаров  $z < 1,7$  предшествует периоду образования *скоплений галактик* (СК)  $z \leq 1$  [11, с. 545], что может быть обусловлено снижением давления КЛ на КГ в филаментах.



**Рис. 3.** Пространственная плотность распределения квазаров

Квазары наблюдаются при красном смещении  $z \geq 0,1$  [6, с. 250] (рис. 3). При этом замедляется скорость звездообразования в нормальных галактиках. В сфероидальных и эллиптических галактиках в связи с исчерпанием газа процесс звездообразования практически прекратился [6, с. 68]. К данному типу уже принадлежат около 25% всех галактик общей популяции [13, с. 1223]. В данных условиях войды могут замедлить свое расширение или даже прекратить его, в перспективе перейдя к квазистационарному состоянию.

При захвате метагалактических КЛ магнитным полем КГ они рассеиваются частицами межгалактического газа, что ограничивает время их жизни  $10^{10} \text{ лет} < \tau_{\text{к}} \leq 10^{11} \text{ лет}$  (§ 6), что превышает возраст Вселенной. При дальнейшем падении активности галактик, включая объекты с АЯ, плотность метагалактических КЛ будет снижаться, способствуя *сжатию войдов*.

В условиях расширения Вселенной коэффициент рассеяния КЛ на КГ в филаментах снижается  $\alpha \sim (r/Rv)^2$  (§ 6). При этом сужению филаментов может способствовать слияние галактик, а также наращивание массовой доли СК, расположенных в области пересечения (узлах) филаментов. В настоящее время СК обеспечивают около 5% светимости всех галактик [11, с. 545]. Дальнейшее слияние галактик и захват СК существенной доли галактик из филаментов может привести не только к сужению, но и разрыву части филаментов, что также будет способствовать сжатию войдов (Вселенной).

## 6. Баланс между излучением галактик и рассеянием их корон

В условиях слабости магнитного поля в войдах метагалактические КЛ могут распространяться в них практически свободно. При этом плотность энергии магнитного поля выше, чем у КЛ в войдах (§ 1). В данных условиях реализуемо *рассеяние* метагалактических КЛ в войдах магнитным полем КГ.

Из-за ограниченности энергии магнитного поля КГ  $W \sim 10^{58}$  эрг (§ 2) оно удержит КЛ сравнимой энергии, которые при энерговыделении галактик в виде КЛ  $L_{\text{г}} \sim 5 \cdot 10^{43}$  эрг/с (11) накопятся за  $t = W/L_{\text{г}} \sim 10^7$  лет, что составляет  $t/\tau_{\text{г}} \sim 10^{-3}$  возраста галактик  $\tau_{\text{г}} \sim 10^{10}$  лет, т.е. периода их излучения.

Коэффициент поглощения КЛ в КГ ограничивает их энерговыделение. При рентгеновской светимости КГ за счет излучения двойных рентгеновских систем  $L = (5 \pm 1) \cdot 10^{40}$  эрг/с (§ 1) и среднем энерговыделении галактик в виде КЛ  $L_{\text{г}} \sim 5 \cdot 10^{43}$  эрг/с коэффициент поглощения ими КЛ  $\eta < L/L_{\text{г}} \sim 10^{-3}$ . Соответственно, *время жизни метагалактических КЛ*  $t/\eta > 10^{10}$  лет.

Время жизни КЛ ограничивает рассеяние на частицах межзвездного (межгалактического) газа, так что время жизни галактических КЛ  $\tau \leq 10^8$  лет [6, с. 472]. Концентрация межзвездного газа  $n \sim 1 \text{ см}^{-3}$  [2, с. 85] на три порядка выше, чем межгалактического газа в КГ  $n_{\text{к}} \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  (§ 1). *Время жизни КЛ в КГ*  $\tau_{\text{к}} \approx \tau_{\text{нк}}/n \leq 10^{11}$  лет, что превышает возраст галактик.



Еще меньшую долю метагалактических КЛ удержит магнитное поле галактик. Так, КЛ с энергией  $>10^{17}$  эВ могут иметь внегалактическое происхождение [6, с. 474]. Тем самым, магнитное поле КГ преимущественно рассеивает, а не захватывает метагалактические КЛ.

В силу ограниченности размера войдов филаментами, содержащими галактики, излученные ими КЛ и накапливаемые в войдах, могут *многократно рассеиваться* КГ. Оценим число рассеяний КЛ на КГ.

Рассмотрим модель, в которой магнитное поле КГ захватывает метагалактические КЛ, что компенсирует эквивалентное излучение галактик в виде КЛ. Силу гравитационного притяжения галактики со стороны войда  $F_g = 4\pi G \rho_c M_k R_v / 3$  уравновесит сила давления излучения КЛ, захватываемых магнитным полем КГ  $F_{кл} = L/\eta c$ , если поток захватываемых КЛ компенсирует излучение типичной галактики в виде КЛ при ее энерговыделении:

$$L_c = 4\pi c G \eta \rho_c M_k R_v / 3, \quad (15)$$

где  $\eta$  – коэффициент поглощения излучения коронами галактик.

При  $M_k \sim 6,4 \cdot 10^{10} M_\odot$  для типичной галактики массой  $\sim 10^{10} M_\odot$ ;  $R_v \sim 20$  Мпк;  $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> (§ 3);  $\eta \sim 1$  критическая светимость типичной галактики в виде КЛ  $L_c \approx 3 \cdot 10^{44}$  эрг/с.

Рассмотрим модель, в которой сила давления КЛ, излученных  $N$  галактиками и рассеянных короной типичной галактики  $F_{кл} = \theta \pi r^2 N L_g / c R_v^2$ , уравновесит гравитационное притяжение материи массой  $M$  в войде  $F_g = G M_k M / R_v^2$ . В данной модели действующие силы пропорционально зависят от расстояния  $\sim 1/R_v^2$ . При этом число рассеяний КЛ ограничено  $Q < 1$ . При  $F_{кл} = F_g$ , с учетом  $M = N M_k$ , критическая светимость типичных галактик:

$$L_c = c G M_k^2 / \theta \pi r^2. \quad (16)$$

При  $r \sim 65$  кпк (§ 2);  $M_k \sim 6,4 \cdot 10^{10} M_\odot$  (§ 3);  $\theta \sim 1$  критическая светимость типичной галактики в виде КЛ  $L_g \approx 3 \cdot 10^{44}$  эрг/с, что соответствует предыдущей оценке  $L_c \sim 3 \cdot 10^{44}$  эрг/с (15).

Оценки (11) и (12)  $L_g \sim (2 - 5) \cdot 10^{43}$  на порядок ниже оценок (15) и (16). Разница в данных оценках обусловлена отличием моделей. Модели (11) и (12) оценивают энерговыделение галактик в виде КЛ в условиях накопления КЛ в войдах, так что они могут оказывать давление на КГ в филаментах в условиях *многократного* рассеяния. Модели (15) и (16) предполагают поглощение КЛ в КГ или их *однократное* рассеяние.

Исходя из сравнения оценки  $L_g \sim 5 \cdot 10^{43}$  (11) с оценками (15) и (16) среднее *число рассеяний* метагалактических КЛ в КГ  $Q = L_c / L_g \approx 6$ .

Так, коэффициент рассеяния КЛ коронами  $N$  галактик в филаментах суммарной площадью  $N \pi r^2$  вокруг войда с площадью поверхности  $4\pi R_v^2$ :

$$\alpha = N r^2 / D_v^2, \quad (17)$$

где  $D_v$  – диаметр войда.

При  $r \sim 65$  кпк (§ 2);  $D_v \sim 40$  Мпк (§ 3);  $N \sim 2 \cdot 10^4$  (§ 4) параметр  $\alpha \approx 5\%$ .

Средняя длина пробега КЛ до рассеяния КГ  $l_0 = D_v / \alpha \approx 8 \cdot 10^2$  Мпк, что составляет  $l_0 / R_v \approx 7\%$  радиуса Вселенной  $R_v \sim 1,2 \cdot 10^4$  Мпк [15, с. 347]. Энергия КЛ не сильно снижается в пределах красного смещения  $z < 1$ , чему соответствует проходимое расстояние  $D = D_v / (z + 1) < 6 \cdot 10^3$  Мпк при числе рассеяний  $Q = D / l_0 < 7$ , что сравнимо с предыдущей оценкой  $Q \sim 6$ .

В условиях расширения Вселенной коэффициент рассеяния КЛ на КГ в филаментах снижается  $\alpha \sim (r/R_v)^2$ , а в эпоху молодых галактик возрастает  $\alpha \sim (z + 1)^2$ . Например, в период максимальной активности квазаров в эпоху от  $z_1 \sim 2,7$  до  $z_2 \sim 1,7$  при среднем  $z \sim 2,2$  (§ 5) средний коэффициент рассеяния КЛ на КГ согласно формуле (17) мог достигать  $\alpha \approx 50\%$ .

Средняя длина пробега КЛ до рассеяния КГ в ту эпоху  $l_0 = D_v / \alpha (z + 1) \approx 25$  Мпк. В модели однородной расширяющейся Вселенной пройденное КЛ в тот период расстояние  $D = c T_v / (z + 1)^{3/2} \approx 1,5 \cdot 10^3$  Мпк, так что число рассеяний КЛ на КГ могло достигать  $Q = D / l_0 \approx 60$ , что

на порядок выше современного значения  $Q \sim 6$ . Так, войды в период максимальной активности квазаров могли расширяться ускоренно (§ 5).

## 7. Механизм формирования субструктур в войдах

Войды (пустоты) содержат 20% всех галактик – *ультрадиффузные галактики* (УДГ) [1]; [22], имеющие низкую поверхностную яркость из-за рассеянного распределения звезд. УДГ – протяженные звездные системы, имеющие эллиптическую и сферическую морфологию [23], которым присуще массивное и протяженное темное гало [8]. Соотношение масса-светимость УДГ  $M_v/L_v \sim 10^3 M_\odot/L_\odot$  [24].

Соотношение масса-светимость галактик общей популяции в филаментах (без учета корон) и галактик в войдах:

$$\Delta v_f = M_v L_f / M_f L_v, \quad (18)$$

где  $L_f$  – светимость галактик в войдах;  $L_f$  – в филаментах;  $M_v$  – масса галактик в войдах;  $M_f$  – в филаментах.

Соотношение масса-светимость галактик общей популяции  $M_f/L_f \sim 10 M_\odot/L_\odot$  [15, с. 389] при  $\Delta v_f \sim 10^2$ .

В пределах 25 Мпк от Местной группы содержится 25 близлежащих пустот – субструктур войдов в виде сгруппированных пустых сфер радиусом  $\sim 2$  Мпк, ограниченных крупными красными галактиками [1], что указывает на обилие в них *красных карликов* (КК), излучающие в ближнем ИК диапазоне.

Гало УДГ сможет захватывать (рассеивать) КК, если магнитное поле в нем достигает  $\sim 2$  мкГс (§ 1). Источником магнитного поля в красных УДГ могут быть вспыхивающие, быстро вращающиеся карлики в двойных системах. Так, КК в тесных двойных системах присуще быстрое вращение и сильное магнитное поле [6, с. 489]. При этом основная часть вспыхивающих звезд, которые обладают более сильным магнитным полем, чем обычные звезды – КК [15, с. 349-350].

Эффективность рассеяния галактикой КК зависит от величины галактического магнитного поля в ее гало. В данном случае на поверхности субструктур в войдах могут оказаться галактики, где много КК, т.е. красные галактики, что соответствует данным наблюдений [1].

При светимости карликов УДГ имеют размеры гигантов [25], т.е. УДГ являются карликовыми по светимости, а не по массе. Оценим радиус гало УДГ, при котором давление метагалактических КК уравнивает гравитацию материи в субструктурах войдов. Так, формула (5) представима в виде:

$$r = 2(G\rho_c M_v \Omega_v R / 3\theta \epsilon_v)^{1/2}, \quad (19)$$

где  $\Omega_v$  – доля материи в войдах;  $R$  – радиус субструктур войдов.

Вокруг центра субструктур войдов радиусом  $R \sim 2$  Мпк находятся крупные галактики светимостью  $L_v \geq 2 \cdot 10^{10} L_\odot$  [1]. Их светимость в  $\chi = L_v/L_f \geq 20$  раз выше, чем у типичных галактик общей популяции  $L_f \sim 10^9 L_\odot$  массой  $M_f \sim 10^{10} M_\odot$  (при  $M_f/L_f \sim 10 M_\odot/L_\odot$ ), как и их масса  $M_f \sim L_f$ . Масса УДГ:

$$M_v = \chi M_f \Delta v_f. \quad (20)$$

При  $\Delta v_f \sim 10^2$  (18) масса крупных УДГ на периферии субструктур войдов  $M_v \geq 2 \cdot 10^{12} M_\odot$ , что соответствует массе гигантских галактик.

Согласно формуле (19) при  $\Omega_v = 1 - \Omega_m \sim 0,7$  при  $\Omega_m \sim 0,3$  (§ 3);  $\epsilon_v \sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (§ 9) и  $\theta \sim 1$  радиус гало крупных УДГ  $r \geq 100$  кпк.

Данная оценка, как минимум, вдвое превышает радиус гигантских галактик общей популяции  $\sim 50$  кпк сравнимой массы [15, с. 389] и сравнима с радиусом КГ  $\sim 100$  кпк [2, с. 81], в том числе корон гигантских эллиптических галактик  $0,1 - 1$  Мпк [11, с. 214].

## 8. Галактические и внегалактические источники космических лучей

Индикаторы релятивистских КЛ – синхротронное радиоизлучение в метровом диапазоне (0,3 – 30 м) [11, с. 533] и  $\gamma$ -излучение [6, с. 474], что позволяет локализовать их источники.

Источниками ультрарелятивистских КЛ являются сверхновые и остатки их вспышек, релятивистские объекты (пульсары), галактический центр [6, с. 474]; [11, с. 533]. Одним из основных источников КЛ являются сверхновые [6, с. 474]. В нашей галактике, содержащей видимые звезды массой  $\sim 10^{11}$   $M_{\odot}$  [15, с. 387], энерговыделение *сверхновых*  $W_{\Gamma} \leq 3 \cdot 10^{42}$  эрг/с [6, с. 474], что минимум на порядок меньше светимости видимых звезд в нашей галактике  $L_{\Gamma} \sim 5 \cdot 10^{43}$  эрг/с [13, с. 1214].

Источником КЛ могут являться *быстрые радиовсплески*, связываемые с релятивистскими объектами (НЗ). Энергия радиовсплесков  $10^{40} - 10^{46}$  эрг. В ядрах галактик наблюдаются более мощные взрывы. Например, в ядре нашей галактики около 12 млн лет назад произошел взрыв с энергией  $\sim 10^{55}$  эрг [15, с. 390]. С учетом вклада всех источников КЛ, доля энерговыделения галактик общей популяции в виде КЛ может достигать  $\delta_{\text{кл}} = W_{\Gamma}/L_{\Gamma} \sim 0,1$ .

В молодых галактиках скорость звездообразования была выше. Так, светимость галактик в эпоху  $z \sim 2$  на порядок превышала современную [19]; [20] (§ 5). Молодые галактики содержат больше газа [15, с. 388]. При этом богатые газом галактики содержат большую долю массивных звезд [15, с. 389]. Массивные звезды эволюционируют в сверхновые, которые могут вносить существенный вклад в светимость молодых галактик в виде КЛ. Молодые галактики могли являться мощным источником КЛ в эпоху, определяемую красным смещением  $z \geq 2$ . При этом доля энерговыделения молодых галактик в виде КЛ могла достигать  $\delta_{\text{кл}} \sim 1$ .

Самые мощные внегалактические источники КЛ – радиогалактики и квазары [11, с. 533] – галактики с АЯ. Излучение радиогалактик в радиодиапазоне  $10^{42} - 10^{44}$  эрг/с (иногда превышающую их светимость в оптической области) имеет синхротронную природу, обусловленную излучением электронов релятивистских КЛ [11, с. 213]. Источником излучения АЯ является аккреция на релятивистские объекты [2, с. 394]. Ядра квазаров обеспечивают более 90% их светимости [11, с. 484], т.е. поток КЛ от галактик с АЯ может быть сравним с их светимостью. В данных условиях доля энерговыделения галактик с АЯ в виде КЛ  $\delta_{\text{кл}}' \sim 1$ .

Максимум пространственной концентрации квазаров приходится на эпоху  $1,7 \leq z \leq 2,7$  при среднем  $z \sim 2,2$  [21] (§ 5). Соответственно, в тот период квазары могли быть основным источником метagalacticких КЛ.

## 9. Плотность энергии метagalacticких космических лучей

Плотность энергии метagalacticких КЛ можно оценить исходя из плотности энергии излучения всех галактик, включая галактики с АЯ (§ 8). Плотность энергии излучения галактик общей популяции можно оценить исходя из плотности энергии излучения ФКИ. Так, ФКИ в оптическом диапазоне связывается с излучением звезд в галактиках [16, с. 337]. При этом ФКИ в оптической области, включая ближний ИК диапазон в области  $\sim 1$  мкм, связывается с излучением карликовых галактик [20].

Плотность энергии ФКИ в ИК области  $\epsilon_{\text{ИК}} \sim 10^{-2}$  эВ/см<sup>3</sup> втрое выше, чем в видимой области  $\epsilon_0 \sim 3 \cdot 10^{-3}$  эВ/см<sup>3</sup> [13, с. 1228]; [26], что связывается с большей скоростью звездообразования в эпоху  $z \sim 2$  [20]. Напомним, что светимость молодых галактик в эпоху, определяемую красным смещением  $z \sim 2$ , что на порядок превышает современную [19]; [20].

На сравнимую эпоху, соответствующую диапазону  $1,7 \leq z \leq 2,7$  при среднем  $z \sim 2,2$  приходится максимум пространственной концентрации квазаров [21]. Галактики с АЯ (включая квазары) эпохи  $z \sim 2$  являются дискретными источниками и не вносят вклад в ФКИ.

Войды содержат 20% галактик – УДГ, преимущественно, имеющие светимость карликов [1]. При невысокой доле галактик в войдах они не вносят существенный вклад в КЛ. При этом карликовые (по светимости) УДГ в войдах могут формировать  $\delta v \sim 50\%$  ИК пика ФКИ в области 1 мкм [27].

Светимость галактик общей популяции пропорциональна массе звезд  $L_g \sim M$  [15, с. 389], что позволяет оценить плотность энергии их излучения:

$$\epsilon f = \delta f \epsilon_{\text{ИК}} / \delta d, \quad (21)$$

где  $\epsilon_{\text{ИК}}$  – плотность энергии ФКИ в области 1 мкм;  $\delta f$  – вклад в нее галактик общей популяции;  $\delta d$  – массовая доля в них карликовых галактик.

Параметр  $\delta f = 1 - \delta v \approx 50\%$ . Согласно функции масс Холмберга вклад карликовых галактик массой  $\leq 10^9 M_\odot$  в массу всех галактик  $\delta d \sim 6\%$  [28, с. 444]. Плотность энергии излучения галактик в филаментах  $\epsilon f \approx 0,08$  эВ/см<sup>3</sup>.

Галактики с АЯ составляют  $\sim 1\%$  всех галактик, их мощность излучения сравнима со светимостью всех прочих галактик [29, с. 922], т.е. плотность энергии излучения галактик с активными ядрами  $\epsilon_{\text{АЯ}} \sim 0,08$  эВ/см<sup>3</sup>.

Доля энерговыделения галактик общей популяции в виде КЛ  $\delta_{\text{КЛ}} \sim 0,1$  (§ 8); плотность энергии их КЛ  $\epsilon_{\text{КЛ}} = \delta_{\text{КЛ}} \epsilon f \approx 0,01$  эВ/см<sup>3</sup>.

Доля энерговыделения галактик с АЯ в виде КЛ  $\delta_{\text{КЛ}}' \sim 1$  (§ 8), т.е. плотность энергии метagalacticких КЛ  $\epsilon_{\text{КЛ}}' = \delta_{\text{КЛ}}' \epsilon_{\text{АЯ}} \approx 0,08$  эВ/см<sup>3</sup>.

Суммарная плотность энергии КЛ  $\epsilon_{\text{КЛ}} + \epsilon_{\text{КЛ}}' \approx 0,09$  эВ/см<sup>3</sup>.

Плотность энергии метagalacticких КЛ можно оценить исходя из плотности энергии ФКИ в длинноволновом радиодиапазоне. Так, нетепловое космическое радиоизлучение имеет синхротронную природу, обусловленную излучением релятивистских электронов КЛ в магнитном поле [11, с. 533].

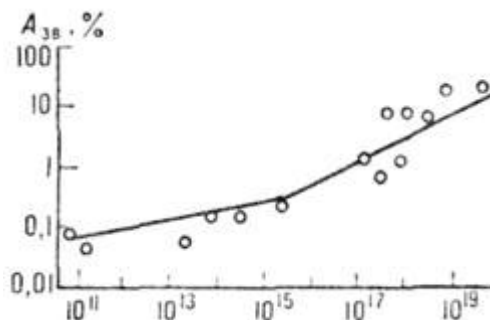
ФКИ в длинноволновом радиодиапазоне  $\lambda > 1,7$  м отклоняется от чернотельного спектра, что связывается с излучением радиогалактик и квазаров [16, с. 336], т.е. объектов с АЯ. В сравнимом радиодиапазоне излучают пульсары (0,1 – 1) ГГц [11, с. 180] при максимуме в области  $\nu \sim 0,1$  ГГц на длине волны  $\lambda = c/\nu \approx 3$  м. При этом релятивистские объекты (пульсары) являются существенным источником релятивистских КЛ (§ 8).

Плотность энергии метagalacticких КЛ исходя из плотности энергии синхротронного излучения, искажающего чернотельный спектр ФКИ:

$$\epsilon_{\text{КЛ}} = \epsilon_r / \beta, \quad (22)$$

где  $\epsilon_r$  – плотность энергии ФКИ в длинноволновом радиодиапазоне;  $\beta$  – доля энерговыделения в радиодиапазоне при ускорении КЛ.

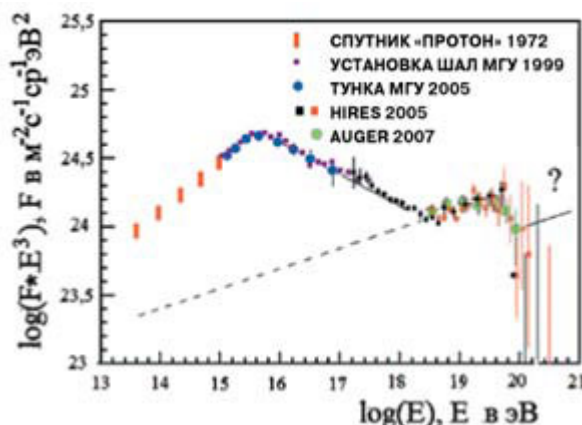
Радиосветимость в диапазоне синхротронного излучения пульсаров  $\beta_r \sim 10^{-6}$  их максимального энерговыделения [11, с. 180];  $\epsilon_r \sim 10^{-7}$  эВ/см<sup>3</sup> [13, с. 1228], т.е. плотность энергии метagalacticких КЛ  $\epsilon_{\text{КЛ}} \approx 0,1$  эВ/см<sup>3</sup>.



**Рис. 4.** Амплитуда анизотропии космических лучей в зависимости от энергии

Плотность энергии метagalacticких КЛ также можно оценить исходя из энергетического спектра КЛ высоких энергий. Внегалактическое происхождение ультрарелятивистских КЛ высоких энергий обосновывают ростом анизотропии КЛ в области  $10^{15} - 10^{16}$  эВ, которая

достигает несколько десятков % при энергии  $\sim 10^{19}$  эВ (рис. 4), что связывается с вытеканием из галактики КЛ с энергией  $> 10^{17}$  эВ [6, с. 474].



**Рис. 5.** Энергетический спектр космических лучей высоких энергий

В энергетическом спектре КЛ в области  $10^{15} - 10^{16}$  эВ наблюдается излом [13, с. 1173] (рис. 5), коррелирующий с ростом анизотропии КЛ (рис. 4). При этом в интервале энергии  $10^{15} - 10^{18}$  эВ в области излома интенсивность потока КЛ существенно падает [6, с. 472].

Интегральный спектр КЛ ( $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$ ) в диапазоне энергий  $10^{10} - 10^{15}$  эВ и  $> 10^{17}$  эВ описывается степенной функцией  $E^{-\gamma}$  с показателем степени  $\gamma_1 \sim 1,7$ ; в интервале  $10^{15} - 10^{17}$  эВ показатель  $\gamma_2 \sim 2,2$  [29, с. 313]. Рост энергии КЛ в данном интервале в  $10^2$  раз при изменении спектрального индекса  $\gamma_2 - \gamma_1 \approx 0,5$  соответствует падению интенсивности потока КЛ в  $\eta = 10^{-2}(\gamma_2 - \gamma_1) \approx 10$  раз. Тем самым, плотность энергии метагалактических КЛ может быть на порядок меньше, чем галактических. Плотность энергии галактических КЛ  $\text{екл}' \sim 1$  эВ/см<sup>3</sup> [6, с. 471], т.е. *плотность энергии метагалактических космических лучей*  $\text{екл} \sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> [3], что согласуется с оценками (21) и (22) и удовлетворяет критерию  $\epsilon v = 0,09 \pm 0,02$  эВ/см<sup>3</sup> (5).

## 10. Плотность энергии межгалактического газа в войдах

Характеристики быстрых радиовсплесков указывают на долю ионизованного водорода в войдах в массе Вселенной  $\Omega_{gv} = 0,05 \pm 0,025$  [30]. Оценим концентрацию водорода в войдах на основе соотношения:

$$n_{gv} = \Omega_{gv} \rho_{\text{пр}} / m_{\text{пр}}, \quad (23)$$

где  $\Omega_{gv}$  – массовая доля газа в войдах;  $m_{\text{пр}}$  – масса протона.

При  $\rho_{\text{с}} \sim 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> (§ 3) *концентрация газа в войдах*  $n_{gv} \approx 3 \cdot 10^{-7}$  см<sup>-3</sup>.

Газ в войдах может подогреть горячий газ, испаряющийся из КГ и охлаждающийся за счет расширения. Оценим его температуру:

$$T_{gv} \approx T \Omega_{gv} r^3 / (\Omega_g + \Omega_{gv}) R^3, \quad (24)$$

где  $T$  – температура газа в коронах галактик;  $\Omega_g$  – его массовая доля;  $r$  – радиус корон галактик;  $R$  – усредненное расстояние между галактиками.

Согласно эффекту Зельдовича-Сюняева в ореолах скрытой массы (в КГ) температура электронов с эпохи  $z \sim 1$  по настоящее время увеличилась с  $7 \cdot 10^5$  К до  $2 \cdot 10^6$  К [4] при средней температуре  $T \sim 10^6$  К.

Доля барионов в звездах и горячем межгалактическом газе  $\Omega_b \leq 0,15$  [2, с. 81]. Эффект Зельдовича-Сюняева позволяет оценить долю горячего межгалактического газа в окрестно-

сти галактик  $\Omega_g = 0,11 \pm 0,07$  [31]. По уточненным данным, доля наблюдаемых барионов в филаментах, формируемых галактиками и околосгалактической средой  $\Omega_b \sim 0,18 \pm 0,04$  [32]; [33]. Доля барионов (в видимых звездах)  $\Omega_s = 0,0484 \pm 0,001$  [17], т.е. доля межгалактического газа в КГ  $\Omega_g = \Omega_b - \Omega_s \approx 0,13 \pm 0,04$ .

Концентрация галактик во Вселенной  $\Omega_g < 0,1 \text{ Мпк}^{-3}$  [6, с. 530]. По уточненным данным, концентрация галактик (без учета карликовых)  $\Omega_g \sim 0,03 \text{ Мпк}^{-3}$  [1]. Среднее расстояние между галактиками  $D = 1/\Omega_g^{1/3} \approx 3 \text{ Мпк}$ .

При  $r \sim 65 \text{ кпк}$  (§ 2) согласно формуле (24) вероятная температура газа в войдах  $T \approx 3 \text{ К}$ , что сравнимо с температурой микроволнового фонового излучения  $\sim 2,7 \text{ К}$  [2, с. 134].

Плотность энергии ионизованного газа в войдах  $\varepsilon_{gv} = p = 2ngvkT \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ эВ/см}^3$ . Магнитное поле в войдах  $B \leq 6,5 \cdot 10^{-10} \text{ Гс}$  [12] имеет плотность энергии  $\omega_m \leq 10^{-8} \text{ эВ/см}^3$  (§ 1). Соответственно, максимальная плотность энергии ионизованного газа в войдах  $\varepsilon_{gv} = \omega_m \leq 10^{-8} \text{ эВ/см}^3$ , что почти на 2 порядка выше приведенной оценки  $\varepsilon_{gv} = p \sim 2 \cdot 10^{-10} \text{ эВ/см}^3$ .

Оценим температуру газа, который удержит магнитное поле войдов. Давление плазмы  $p = \varepsilon_{gv}$  уравнивает магнитное поле с плотностью энергии  $\omega_m = \varepsilon_{gv}$ , из чего с учетом формулы (1) следует оценка:

$$T = \omega_m / 2kngv. \quad (25)$$

Магнитное поле войдов удержит ионизованный газ концентрацией  $ngv \sim 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}$  (23) при температуре  $T \leq 200 \text{ К}$ . Тем самым, межгалактический газ, испаряющийся из КГ и охлаждающийся при расширении, может течь вдоль силовых линий магнитного поля войдов.

## Литература

1. S.A. Pustilnik, A.L. Tepliakova, D.I. Makarov. Void galaxies in the nearby Universe – I. Sample description // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2019. – V. 482. – Is. 4. – P. 4329–4345.
2. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 3. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
3. Поройков С.Ю. Формирование крупномасштабной ячеисто-сетчатой структуры Вселенной в условиях давления межгалактической среды // Журнал естественнонаучных исследований. – 2019. – Т. 4. – № 4. – С. 23-25.
4. Yi-Kuan Chiang, Ryu Makiya, Brice Ménard, Eiichiro Komatsu. The Cosmic Thermal History Probed by Sunyaev–Zeldovich Effect Tomography // The Astrophysical Journal. – 2020. – V. 902:56. – № 1. – 12 pp.
5. S. Ammazzalorso et al. Detection of Cross-Correlation between Gravitational Lensing and  $\gamma$  Rays // Physical Review Letters. – 2020. – V. 124. – Is. 10. – 11 pp.
6. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 2. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
7. Поройков С.Ю. Вклад в рентгеновский космический фон излучения вспыхивающих красных карликов в двойных системах в гало и короне галактики // Журнал естественнонаучных исследований. – 2021. – Т. 6. – № 1. – С. 2-15.
8. А.В. Засов, А.С. Сабурова, А.А. Хонерсков, С.А. Хонерсков. Темная материя в галактиках // Успехи физических наук. – 2017. – Т. 187. – № 1. – С. 3-44.
9. Á. Bogdán, W.R. Forman, R.P. Kraft, C. Jones. Detection of a luminous hot X-ray corona around the massive spiral galaxy NGC 266 // The Astrophysical Journal. – 2013. – V. 772:98. – № 2. – 5 pp.
10. Á. Bogdán, W.R. Forman, M. Vogelsberger, H. Bourdin, D. Sijacki, P. Mazzotta, R.P. Kraft, C. Jones, M. Gilfanov, E. Churazov. Hot X-ray coronae around massive spiral galaxies: a unique probe of structure formation models // The Astrophysical Journal. – 2013. – V. 772:97. – № 2. – 18 pp.

11. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 4. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
12. M.S. Pshirkov, P.G. Tinyakov, F.R. Urban. New Limits on Extragalactic Magnetic Fields from Rotation Measures // *Physical Review Letters*. – 2016. – V. 116. – Is. 19. – 191302.
13. И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов. Физические величины. Справочник. – Москва: Энергоатомиздат. – 1991.
14. R.B. Tully, D. Pomarède, R. Graziani, H.M. Courtois, Y. Hoffman, E.J. Shaya. Cosmicflows-3: Cosmography of the Local Void // *The Astrophysical Journal* – 2019. – V 880:24. – № 1. – 14 pp.
15. А.М. Прохоров Физическая энциклопедия, т. 1. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
16. А.М. Прохоров Физическая энциклопедия, т. 5. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
17. R. Adam, et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results // *Astronomy and Astrophysics*. – 2016. – V. 594. – A1 – 38 pp.
18. M.H. Abdullah, A. Klypin, G. Wilson. Cosmological Constraints on  $\Omega_m$  and  $\sigma_8$  from Cluster Abundances Using the GalWCat19 Optical-spectroscopic SDSS Catalog // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – V. 901:90. – № 2 – 8 pp.
19. A.M. Swinbank, D. Sobral, Ian Smail, J.E. Geach, P.N. Best, I.G. McCarthy, R.A. Crain, T. Theuns. The properties of the star-forming interstellar medium at  $z = 0.84\text{--}2.23$  from HiZELS: mapping the internal dynamics and metallicity gradients in high-redshift disc galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2012. – V. 426. – Is. 2. – P. 935–950.
20. C.J. Conselice, A. Wilkinson, K. Duncan, A. Mortlock. The evolution of galaxy number density at  $Z < 8$  and its implications // *The Astrophysical Journal*. – 2016. – V. 830:83. – № 2. – 17pp.
21. M. Schmidt, D.P. Schneider, J.E. Gunn. Spectroscopic CCD Surveys for Quasars at Large Redshift.IV.Evolution of the Luminosity Function from Quasars Detected by Their Lyman-Alpha Emission // *Astronomical Journal*. – 1995. – V.110. – № 1. – P. 68-77.
22. S.A. Pustilnik, J.-M. Martin, Y.A. Lyamina, A.Y. Kniazhev. Properties of the most metal-poor gas-rich LSB dwarf galaxies SDSS J0015+0104 and J2354–0005 residing in the Eridanus void // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2013. – V. 432. – Is. 3. – P. 2224-2230.
23. I.V. Chilingarian, A.V. Afanasiev, K.A. Grishin, D. Fabricant, S. Moran. Internal Dynamics and Stellar Content of Nine Ultra-diffuse Galaxies in the Coma Cluster Prove Their Evolutionary Link with Dwarf Early-type Galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – V. 884:79. – № 1. – № 2. – 12pp.
24. J.D. Simon, M. Geha. The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem // *The Astrophysical Journal*. – 2007. – V. 670. – № 1. – P. 313-331.
25. M.A. Beasley, A.J. Romanowsky, V. Pota, I.M. Navarro, D.M. Delgado, F. Neyer, A. L. Deich. An overmassive Dark Halo around an Ultra-diffuse Galaxy in the Virgo Cluster // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2016. – V. 819. – № 2. – L20. – 7pp.
26. M.G. Hauser, E. Dwek. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications // *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*. – 2001. – V. 39. – P. 249-307.
27. С.Ю. Поройков. Вклад ультрадиффузных галактик в войдах в скрытую массу и оптическое фоновое космическое излучение // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2021. – Т. 6. – № 3. – С. 2-23.
28. Я.Б. Зельдович, Н.Д. Новиков. Строение и эволюция Вселенной. – Москва: Наука. – 1975.
29. А.М. Прохоров Физический энциклопедический словарь. – Москва: Советская энциклопедия. – 1983.

30. J.-P. Macquart, J.X. Prochaska, M. McQuinn, K.W. Bannister, S. Bhandari, C.K. Day, A.T. Deller, R.D. Ekers, C.W. James, L. Marnoch, S. Osłowski, C. Phillips, S.D. Ryder, D.R. Scott, R.M. Shannon, N. Tejos. A census of baryons in the Universe from localized fast radio bursts // *Nature*. – 2020. – V. 581. – P. 391- 408.
31. A. de Graaff, Y.-C. Cai, C. Heymans, J.A. Peacock. Probing the missing baryons with the Sunyaev-Zel'dovich effect from filaments // *Astronomy & Astrophysics*. – 2019. – V. 624. – A48. – 12 pp.
32. J.M. Shull, B.D. Smith, C.W. Danforth. The Baryon Census in a Multiphase Intergalactic Medium: 30% of the Baryons May Still be Missing // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – V. 759. – № 1. – 15 pp.
33. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.