

УДК 524.8-17

# НЕЛИНЕЙНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ДОГАЛАКТИЧЕСКУЮ ЭПОХУ И ПОГЛОЩЕНИЕ В ЛИНИИ 21 СМ

© 2024 Ю. Н. Ерошенко<sup>1\*</sup><sup>1</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

Поступила в редакцию 20 сентября 2023 года; после доработки 30 апреля 2024 года; принята к публикации 13 мая 2024 года

Выполнен расчет структуры звуковых волн в барионном газе, генерируемых при эволюции сферически симметричных гало темной материи с массой, меньшей массы Джинса. При этом источник гравитационного поля, создающий волну, может находиться как на линейной стадии (эволюционирующее возмущение в темной материи), так и на нелинейной (обособившийся и вириализовавшийся объект). Пекулярные движения барионов в звуковой волне во втором порядке по скорости вызывают поглощение реликтового излучения в линии 21 см. Показано, что это дополнительное поглощение на звуковых волнах составляет доли процента на красных смещениях  $z \sim 15\text{--}20$  от величины поглощения в модели однородной Вселенной, однако дополнительное поглощение может иметь большую величину в случае нестандартного спектра космологических возмущений плотности вещества на малых масштабах.

Ключевые слова: *темные века, реионизация, первые звезды — темная материя*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы точность данных в наблюдательной космологии существенно возросла и продолжает увеличиваться. Это относится как к изучению космического микроволнового фонового излучения, так и к наблюдению ранних галактик, квазаров, линий поглощения в газе и других процессов. Можно ожидать, что для количественного объяснения полученных данных потребуется учет ряда новых эффектов.

Большой интерес представляет так называемая космологическая эпоха темных веков, в конце которой появились первые звезды и галактики. Формирование гравитационно связанных объектов (галактик и др.) происходит в процессе роста малых возмущений в небарионной темной материи (ТМ) — скрытой массе — с переходом в итоге к нелинейному сжатию и вириализации. Эволюционирующая среда состоит из ТМ и барионного газа. Со временем происходило как общее уменьшение температуры, так и рост малых неоднородностей инфляционного происхождения (возможные экзотические затравки в виде, например, первичных черных дыр мы здесь не рассматриваем). До красного смещения  $z = z_1 \simeq 150$  температура барионного газа поддерживалась на уровне температуры реликтового излучения за счет томсоновского рассеяния. При  $z < z_1$  и до эпохи реионизации

газ в среднем охлаждался адиабатически и двигался в гравитационных полях возмущений ТМ. В редких и плотных объектах из ТМ с массой, большей массы Джинса, которые выходили рано на нелинейную стадию, происходил захват и разогрев барионов. Эти объекты ТМ дали начало первым звездам и первым галактикам, тогда как наиболее многочисленные возмущения меньших масштабов не могли захватывать барионы. Следует отметить, что недавние наблюдения телескопа им. Дж. Уэбба показали, что ранних галактик было больше, чем считалось прежде, и это может объясняться нестандартным спектром возмущений в малых масштабах (Tkachev et al., 2024). Также ряд явлений может быть обусловлен новыми космологическими эффектами, такими как, например, дальностягивающие корреляции (Huber and Pfenniger, 2002; Espinosa-Portalés and García-Bellido, 2021; Fouvry and Roule, 2023).

Поиск линии поглощения 21 см в нейтральном водороде и теоретические исследования спиновой температуры (в модели однородной Вселенной) начались более полувека назад (см., например, Field, 1959). Исследование неоднородной эволюции барионного газа совместно с эволюцией гало ТМ проводилось во множестве работ как аналитическими, так и численными методами. В рамках линейной теории, когда все возмущения считаются слабыми, в работе Peebles (1984) было найдено аналитическое степенное решение для эпохи  $z > z_1$ , но рассматривались только барионы

\*E-mail: eroshenko@inr.ac.ru

в пределах сгущения ТМ, а их растекание не учитывалось. В большинстве случаев рассматривались объекты с массой, большей массы Джинса, и внимание уделялось только гравитационно захваченным барионам. Это связано с тем, что в масштабах меньше длины Джинса возмущения в барионном газе разбегаются в виде звуковых волн и затухают, поэтому, как обычно считалось, они не представляют интереса. В данной работе мы покажем, что, несмотря на растекание барионов, в указанных масштабах имеются возмущения в плотности барионного газа, которые на уровне нескольких долей процента могут оказывать влияние на поглощение в линии 21 см.

Рост возмущений в темной материи и в барионном газе ранее описывался в линейной теории лишь в предположении, что величина возмущений в обоих случаях много меньше единицы. В данной работе мы исследуем процесс генерации звуковых волн, в том числе при вириализации гало темной материи, то есть когда возмущения в темной материи сильно нелинейные ( $\delta_D > 1$ ). В этом случае стандартные линеаризованные уравнения для эволюции возмущений в барионах несправедливы в части источника гравитационного поля. Будут получены и решены уточненные уравнения с нелинейным источником. Звуковые волны могут охватывать достаточно большие области пространства, значительно превышающие радиус породившего их объекта из ТМ. Их амплитуды и распространенность зависят от статистики гравитационного сгущения ТМ и температуры газа в ту или иную эпоху.

В данной работе также рассмотрен вопрос о поглощении реликтового излучения в звуковых волнах в линии нейтрального водорода 21 см. Движение среды вследствие возникновения звуковых волн приводит к избыточному поглощению энергии фотонов реликтового излучения. Главная часть эффекта поглощения связана с коллективной скоростью газа в звуковой волне. Газ от массивного объекта растекается медленнее, чем в невозмущенном хаббловском потоке. Известно, что градиент лучевой скорости должен приводить к повышенному поглощению в линиях. Этот эффект был впервые указан в работе Dubrovich (1977) и дополнительно обоснован в статье Zel'dovich (1978) применительно к линиям поглощения молекул. Позднее Dubrovich (2018) высказал гипотезу о том, что аномальное поглощение, наблюдавшееся EDGES (Bowman et al., 2018), может быть связано с образованием во Вселенной первых структур в эпоху темных веков. Затем в работах Vasiliev and Shchekinov (2012), Dubrovich and Grachev (2020), Dubrovich et al. (2021) было показано, что области сильного поглощения могут существовать в протогалактиках и на периферии гало вокруг сверхмассивных черных дыр. Однако такие объекты

очень редкие и не могут объяснить всю величину аномального поглощения, обнаруженного EDGES. Дополнительное поглощение за счет наличия пеккулярных скоростей обсуждалось также в работах Mesinger et al. (2011) и Xu et al. (2018), причем авторы последней учитывали и распределение барионного газа вне вириального радиуса гало ТМ, однако рассмотрение было ограничено только массивными объектами (в масштабах больше массы Джинса, не менее  $10^5 M_\odot$ ), и не рассматривалось растекание барионов (разделение потоков барионов и ТМ), которое в данной работе мы называем звуковой волной.

Расчеты, выполненные в рамках данной работы, говорят о том, что указанный в статье Dubrovich (2018) механизм имеет место за счет нелинейных эффектов во втором порядке по скоростям движения газа, тогда как в линейном приближении происходила бы полная компенсация. Кроме того, в отличие от Dubrovich (2018), мы рассматриваем газ не в самих объектах из ТМ, а протяженные звуковые волны, создаваемые этими объектами. Полученная поправка к глубине поглощения в однородном газе оказывается малой (доли процента), но можно ожидать, что в будущем точность наблюдений достигнет уровня, когда такие поправки можно будет увидеть. Это даст ценную информацию о маломассивных гало темной материи (источниках звуковых волн) и, следовательно, о спектре космологических возмущений в малых масштабах. Форма спектра, в свою очередь, содержит информацию об инфляционном потенциале, ответственном за генерацию возмущений.

В данной работе предполагается справедливость стандартной  $\Lambda$ CDM-модели с космологическими параметрами: современное значение постоянной Хаббла  $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , космологический параметр плотности материи (сумма вкладов небарионной скрытой массы и барионного вещества)  $\Omega_m = \Omega_{\text{CDM}} + \Omega_B = 0.3$ , где  $\Omega_B = 0.046$ , космологический параметр плотности темной энергии  $\Omega_\Lambda = 0.7$ , показатель степени первичных адiabатических возмущений плотности  $n_s = 0.965$ .

## 2. СТРУКТУРА ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим сферически-симметричное возмущение плотности газа, создаваемое сгущением ТМ с массой, меньшей массы Джинса. В этом случае тепловые скорости атомов газа больше скорости убегания, газ не захватывается в эволюционирующий объект ТМ, а растекается от него в виде звуковой волны. Для расчета ее структуры необходимо записать уравнения Эйлера и уравнения непрерывности для темной материи и барионов и произвести их линеаризацию. В работе Вонпог (1957) было

получено уравнение для эволюции сферической звуковой волны в барионном газе (без темной материи) в линейном приближении. Проведем аналогичный вывод для двухкомпонентной среды (темная материя и барионы). В отличие от Воппог (1957), в процессе вывода уравнений мы применяем линейное приближение везде, за исключением источника гравитации в правой части уравнений. В результате, исключая скорости из указанных уравнений, получаем

$$\frac{\partial^2 \delta_{\text{DM}}}{\partial t^2} + 2H \frac{\partial \delta_{\text{DM}}}{\partial t} = 4\pi G(\Delta\rho_{\text{DM}} + \Delta\rho_B), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \delta_B}{\partial t^2} + 2H \frac{\partial \delta_B}{\partial t} &= 4\pi G(\Delta\rho_{\text{DM}} + \Delta\rho_B) \\ &+ \frac{v_s^2}{a^2} \left( \frac{\partial^2 \delta_B}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial \delta_B}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\delta_{\text{DM}} = \delta\rho_{\text{DM}}/\bar{\rho}_{\text{DM}}$  и  $\delta_B = \delta\rho_B/\bar{\rho}_B$  — возмущения в плотности ТМ  $\rho_{\text{DM}}$  и барионного газа  $\rho_B$  соответственно. Через  $a(t)$  обозначен масштабный фактор Вселенной, а через  $H(t)$  — постоянная Хаббла (в рассматриваемую эпоху с хорошей точностью  $a \propto t^{2/3}$ ,  $H = 2/(3t)$ ),  $x = r/a(t)$  — сопутствующая координата,  $v_s = [5k_B T(z)/(3m_p)]^{1/2}$  — скорость звука в водороде (вкладом гелия пренебрегаем),  $T(z)$  — температура газа,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $m_p$  — масса протона. В линейном приближении  $\Delta\rho_{\text{DM}} = \delta_{\text{DM}}/\bar{\rho}_{\text{DM}}$  с  $\delta_{\text{DM}} \ll 1$ , но в общем случае источники гравитации  $4\pi G(\Delta\rho_{\text{DM}} + \Delta\rho_B)$  могут иметь нелинейный вид и даже создаваться другими объектами, например первичными черными дырами.

Мы предполагаем, что звуковая волна в барионах слабая и описывается уравнением (2), а вместо уравнения (1) и члена  $4\pi G\Delta\rho_{\text{DM}}$  в уравнении (2) используем известное нелинейное сферически-симметричное решение для возмущения темной материи — простейшую сферическую «top-hat» модель. Тем самым мы рассматриваем генерацию линейной звуковой волны в барионах нелинейным объектом из ТМ. Насколько нам известно, в таком режиме уравнение (2) ранее не исследовалось.

В работе Peebles (1984) было найдено линейное решение для возмущений в барионном газе в эпоху  $z > z_1 \simeq 150$ , когда было сильным комптоновское рассеяние на барионах реликтовых фотонов, за счет чего температура в газе поддерживалась на уровне температуры реликтового излучения. При  $z < z_1$  данное условие не выполняется и степенных решений уравнений найти не удастся. Кроме того, у Peebles (1984) решение найдено в виде  $\delta_B = \xi\delta_{\text{DM}}$ , то есть для возмущений в барионах в том же самом месте, где имеется возмущение в ТМ. В данной

работе мы, напротив, найдем приближенное решение при  $z < z_1$  для растекающихся звуковых волн в области за пределами сжимающихся возмущений ТМ.

Будем рассматривать генерацию и эволюцию звуковых волн в эпоху  $7 < z < z_1$ , когда рассеяние фотонов микроволнового излучения на барионах стало слабым, состояние барионного газа изменяется адиабатически и его температура  $T \propto 1/a(t)$ . Поскольку  $\Delta\rho_B \ll \Delta\rho_{\text{DM}}$ , влиянием барионов на темную материю пренебрегаем и в сумме  $\Delta\rho_{\text{DM}} + \Delta\rho_B$  в правой части (2) оставляем только  $\Delta\rho_{\text{DM}}$ .

Сведем уравнение (2) к волновому уравнению с постоянным коэффициентом скорости и с источником. Для этого введем новую временную переменную

$$\eta = 1 - \frac{t_1^{1/3}}{t^{1/3}} \quad (3)$$

и выполним замену  $s = \delta_B/x$ . Здесь и далее все величины с индексом «1» берутся на красном смещении  $z = z_1$ , а индексом «eq» помечаются величины, взятые в момент перехода от радиационно-доминированной к пылевидной стадии эволюции Вселенной. В результате имеем уравнение

$$\frac{\partial^2 s}{\partial \eta^2} - w_s^2 \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} = f(\eta, x), \quad (4)$$

где

$$w_s = \frac{3v_1 t_1}{a_1^2}, \quad (5)$$

$$f(\eta, x) = \frac{6x}{(1-\eta)^2} \frac{\Delta\rho_{\text{DM}}}{\bar{\rho}_{\text{DM}}}, \quad (6)$$

и  $v_1$  — скорость звука  $v_s$  в газе в момент  $t_1$ . Эта скорость находится из зависимости температуры барионного газа от красного смещения, приведенной, например, в работе Tseliakhovich and Hirata (2010). Обозначим

$$r_s = 3v_1 t_1 \simeq 60 \text{ пк} \quad (7)$$

и

$$M_s = \frac{4\pi}{3} r_s^3 \rho_{\text{DM}}(t_1) \simeq 10^5 M_\odot. \quad (8)$$

Величина  $M_s$  играет роль массы Джинса в рассматриваемую эпоху. Вириализованные объекты ТМ с массой  $M_{\text{DM}} < M_s$  не способны захватывать барионы из-за слабого гравитационного потенциала, и, напротив, сформировавшиеся объекты с массой  $M_{\text{DM}} > M_s$  (которые в данной работе мы не рассматриваем) удерживают газ, что приводит к его разогреву.

Пренебрежем слабыми возмущениями в барионном газе и их производными в начальный момент  $t_1$ . Решение волнового уравнения (4) рассматривается на полупрямой  $x \geq 0$ , и граничное условие в нуле  $x = 0$  имеет вид  $\partial s / \partial x = 0$ . В этом случае решение краевой задачи дается формулой Даламбера, в которой вместо функции  $f(\eta, x)$  используется ее четное продолжение на полупрямую  $x < 0$ , то есть  $f_1(\eta, x) = f(\eta, x)$  при  $x > 0$  и  $f_1(\eta, -x) = f_1(\eta, x)$ . Решение записывается в виде

$$s(\eta, x) = \frac{1}{2w_s} \int_0^\eta d\tau \int_{x-w_s(\eta-\tau)}^{x+w_s(\eta-\tau)} f_1(\xi, \tau) d\xi. \quad (9)$$

Будем моделировать профиль плотности сгущения ТМ гауссианой следующим образом:

$$f_1(x, \eta) = x\gamma(\eta)e^{-\beta(\eta)x^2}. \quad (10)$$

Тогда решение (9) после интегрирования по  $\xi$  принимает вид

$$s(\eta, x) = \frac{3}{2w_s} \int_0^\eta d\tau \frac{1}{(1-\tau)^2\beta(\tau)} \frac{\Delta\rho_{\text{DM}}(\tau)}{\bar{\rho}_{\text{DM}}(\tau)} \times \left[ e^{-\beta(\tau)[x-w_s(\eta-\tau)]^2} - e^{-\beta(\tau)[x+w_s(\eta-\tau)]^2} \right]. \quad (11)$$

Полная масса ТМ в объекте

$$M_{\text{DM}} = \frac{4\pi}{3}\rho_{\text{DM}}R^3 = \frac{4\pi}{3}(\rho_{\text{DM}}X^3)a^3, \quad (12)$$

где  $R = aX$  — характерный физический радиус объекта из ТМ, а сопутствующий радиус  $X(\eta) = 1/(\beta(\eta))^{1/2}$ .

Так как  $w_s = \text{const}$ , возмущение в звуковой волне перемещается от момента  $\eta_i$  до момента  $\eta$  на сопутствующее расстояние  $\Delta x = w_s(\eta - \eta_i)$ . Отсюда можно найти физическое перемещение возмущения от момента, соответствующего красному смещению  $z_1$ , до момента, соответствующего текущему красному смещению  $z$ :

$$r_{\text{max}}(z) = r_s Q^2 \left[ \left( \frac{M_{\text{DM}}}{M_s} \right)^{1/3} + 1 - Q^{-1} \right], \quad (13)$$

где для краткости обозначено

$$Q \equiv (1 + z_1)^{1/2} / (1 + z)^{1/2}.$$

Эта величина играет роль радиуса распространения звуковой волны, если пренебречь слабыми возмущениями, возникшими при  $z > z_1$ . Однако звуковые волны, создаваемые соседними возмущениями ТМ, могут перекрываться (это учтено далее в расчете поглощения), образуя в первом порядке линейную суперпозицию волн.

Показатель экспоненты в выражении (12) можно записать в виде

$$-\beta(\tau)w_s^2 \left[ \tau - \left( \eta - \frac{x}{w_s} \right) \right]^2, \quad (14)$$

откуда видно, что основной вклад в плотность звуковой волны дают возмущения вблизи «запаздывающего» момента времени  $\tau^* \simeq \eta - x/w_s$ .

В случае  $(M_{\text{DM}}/M_s)^{1/3} \ll 1$  на большом расстоянии от сгущения ТМ (при  $x \gg X$ ) можно записать приближенное решение, выполнив в (12) интегрирование методом перевала. При  $(M_{\text{DM}}/M_s)^{1/3} \ll 1$  время движения звуковой волны через сгущение ТМ много меньше динамического времени эволюции этого сгущения, поэтому основное изменение величин в (12) происходит за счет варьирования  $\tau$  вблизи  $\tau^*$  в скобках в показателе экспоненты и можно получить приближенное решение, взяв интеграл (12) при условии, что  $\tau = \tau^*$  во всех других местах подынтегрального выражения. В результате получаем

$$s(\eta, x) \simeq \frac{3\pi^{1/2}}{2w_s^2} \frac{1}{(1-\tau^*)^2\beta(\tau^*)} \frac{\Delta\rho_{\text{DM}}(\tau^*)X^3(\tau^*)}{\bar{\rho}_{\text{DM}}(\tau^*)}, \quad (15)$$

где все величины берутся в запаздывающий момент  $\tau^*$ . Этот объект ТМ создает звуковую волну, которая расходится от центра за пределы самого объекта, имея вид барионного гало с повышенной плотностью. Произведение  $\Delta\rho_{\text{DM}}X^3$  пропорционально величине  $D(\eta) = 1 - X^3/X_{\text{eq}}^3$ , изменение которой со временем можно приближенно записать (если пренебречь длительностью перехода на нелинейную стадию) в виде

$$D(\eta) = \begin{cases} \delta_{\text{eq}}(1 + z_{\text{eq}})/(1 + z), & z > z_c, \\ 1, & z \leq z_c, \end{cases} \quad (16)$$

где критический момент перехода на нелинейную стадию  $1 + z_c = \delta_{\text{eq}}(1 + z_{\text{eq}})$ , а до этого момента эволюция происходит по известному линейному закону. Запаздывающий момент времени (точнее, переменной  $\eta$ ) дается следующим выражением:

$$1 - \tau^* = Q^{-1} \left[ Q + \frac{r}{r_s} \right]. \quad (17)$$

Тогда решение для расходящейся звуковой волны  $\delta_B = s/x = sa(\eta)/r$  записывается в приближенном

виде

$$\delta_B = \begin{cases} \frac{3\pi^{1/2}}{2} \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-1} \left[Q + \frac{r}{r_s}\right]^{-4} \frac{M_{\text{DM}} \delta_{\text{eq}} (1+z_{\text{eq}}) Q^8}{M_s (1+z)}, & \text{при } z > z_c \text{ или } z < z_c, r > r_c, \\ \frac{3\pi^{1/2}}{2} \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-1} \left[Q + \frac{r}{r_s}\right]^{-2} \frac{M_{\text{DM}}}{M_s} Q^6, & \text{при } z < z_c, r < r_c, \end{cases} \quad (18)$$

где  $r_c = r_{\text{max}}(z_c)$ . Тем самым мы получили распределение плотности в звуковой волне как для линейного, так и для нелинейного режима эволюции объекта из ТМ, и переход по радиусу между двумя выражениями в (18) связан с переходом центрального объекта на нелинейную стадию эволюции.

Расчет декремента затухания в газе показывает, что в эпоху темных веков условия таковы, что звуковая волна до ослабления в  $e$  раз успевает распространиться на расстояние, как минимум в несколько раз превышающее радиус породившего ее объекта ТМ. Действительно, сечение столкновения атомов водорода  $\sigma_{\text{coll}} = 4\pi a_B^2$ , где боровский радиус  $a_B = \hbar^2/(m_e e^2) = 0.53 \times 10^{-8}$  см. Отсюда получаем длину свободного пробега  $\lambda = 1/(n\sigma_{\text{coll}}) \simeq 1.8 ((1+z)/16)^{-3}$  пк, где  $n$  — плотность числа атомов водорода. Длина звуковой волны имеет порядок размера  $R$  сгущения ТМ. На стадии линейной эволюции

$$R(z) \simeq r_s (M_{\text{DM}}/M_s)^{1/3} (1+z_1)/(1+z).$$

Как известно из теории звуковых волн в газе, волна до своего затухания в  $e$  раз распространяется на расстояние порядка  $R(R/\lambda)$ . Численно имеем

$$\frac{R}{\lambda} \simeq 300 \left(\frac{1+z}{16}\right)^2 \left(\frac{M_{\text{DM}}}{M_s}\right)^{1/3}. \quad (19)$$

Это означает, что в рассматриваемых нами случаях, когда  $(M_{\text{DM}}/M_s)^{1/3} \sim 1$ , затухание не важно и звуковые волны могут охватывать достаточно большие области пространства. Их амплитуды и распространенность зависят от статистики гравитационного сгущения ТМ и температуры газа в ту или иную эпоху.

Выражения (18), хотя и дают качественную иллюстрацию структуры звуковой волны, при  $(M_{\text{DM}}/M_s)^{1/3} \sim 1$  имеют малую точность, поскольку в этом случае большую роль играет время распространения звуковой волны в пределах размера самого объекта, то есть в области радиусов  $r \leq r_s (M_{\text{DM}}/M_s)^{1/3} (1+z_1)/(1+z)$ . С точки зрения поглощения в линии 21 см нас больше

всего интересуют объекты с  $(M_{\text{DM}}/M_s)^{1/3} \sim 1$ , которые в своей центральной области создают значительный градиент лучевой скорости барионов. Поэтому приближенные выражения (18) мы далее не рассматриваем, а применяем точное решение (12), выполняя в нем численное интегрирование. При интегрировании удобно перейти от переменной  $\tau$  к красному смещению  $z$ . Кроме того, эволюцию сгущения ТМ на линейной и последующей нелинейной стадии мы учитываем в рамках сферической «top-hat» модели (см., например, Baryshev and Teerikorpi, 2012). В этой модели эволюция радиуса сгущения со временем записывается в параметрическом виде

$$\begin{cases} R = R_{\text{eq}} \frac{3}{5\delta_{\text{eq}}} \cos^2 \theta, \\ \theta + \frac{1}{2} \sin(2\theta) = \frac{2}{3} \left(\frac{5\delta_{\text{eq}}}{3}\right)^{3/2} \frac{t-t_s}{t_{\text{eq}}}, \end{cases} \quad (20)$$

где

$$t_s/t_{\text{eq}} = (3\pi/4)(5\delta_{\text{eq}}/3)^{-3/2},$$

$$\theta_{\text{eq}} = -(\pi/2) + (5\delta_{\text{eq}}/3)^{1/2},$$

$$R_{\text{eq}} = \left(\frac{3M_{\text{DM}}}{4\pi\rho_{\text{eq}}}\right)^{1/3},$$

а параметр  $\theta$  изменяется от  $\theta_{\text{eq}}$  (в момент  $t_{\text{eq}}$ ) до  $\pi/4$ , когда радиус уменьшится в два раза от максимальной величины. Вблизи этого момента происходит вириализация сгущения ТМ, и радиус далее не изменяется, но вириализованный объект продолжает оказывать гравитационное влияние на барионный газ, замедляя его растекание. Имеется связь

$$\frac{R_{\text{eq}}}{r_s} = \left(\frac{M_{\text{DM}}}{M_s}\right)^{1/3} \frac{1+z_1}{1+z_{\text{eq}}}. \quad (21)$$

Красное смещение  $z$  связано со временем  $1+z \propto t^{-2/3}$ , а соответствующая величина параметра  $\theta$  и отношение  $R/R_{\text{eq}}$  находятся путем численного вычисления корня уравнения в (20). Также из (20) находим характер эволюции величины

$$\frac{\Delta\rho_{\text{DM}}}{\bar{\rho}_{\text{DM}}} = \frac{X_{\text{eq}}^3}{X^3} - 1 = \begin{cases} \left(\frac{5\delta_{\text{eq}}}{3\cos^2\theta}\right)^3 \frac{(1+z_{\text{eq}})^3}{(1+z)^3} - 1, & z > z_v \\ \left(\frac{10\delta_{\text{eq}}}{3}\right)^3 \frac{(1+z_{\text{eq}})^3}{(1+z)^3} - 1, & z \leq z_v, \end{cases} \quad (22)$$

входящей в (12). Здесь  $z_v$  соответствует моменту вириализации при  $\theta = \pi/4$  и тоже находится численным методом. При  $z \gg z_v$  выражение (22) воспроизводит хорошо известное решение для линейной стадии эволюции  $\delta_{\text{DM}} \propto t^{2/3}$ .

Получающееся в результате расчета возмущение в звуковой волне показано на рис. 1 для возмущений плотности ТМ со среднеквадратичной величиной  $\delta_{\text{eq}} \simeq \sigma_{\text{eq}}(M_{\text{DM}})$ . Первичный спектр этих возмущений берется степенным с нормировкой на данные спутника Планк.

Найдем теперь поле пекулярных скоростей в растекающейся от центра звуковой волне. Зная  $\delta_B(z, r)$ , скорость можно получить из уравнения непрерывности в виде

$$v_B = -\frac{1}{\bar{\rho}_B r^2} \int_0^r dr r^2 \left[ \frac{\partial \delta \rho_B}{\partial t} + 3H \delta \rho_B + Hr \frac{\partial \delta \rho_B}{\partial r} \right] + \frac{\tilde{F}(t)}{r^2}, \quad (23)$$

где  $\tilde{F}(t)$  — функция, определяемая граничными условиями, и для конечности скорости при  $r \rightarrow 0$  необходимо положить  $\tilde{F}(t) = 0$ . После интегрирования по частям члена с  $\partial \delta \rho_B / \partial r$  и преобразований можно записать

$$\frac{v_B}{Hr} = -\delta_B + \frac{(1+z)}{y^3} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^y dy' y'^2 \delta_B + \frac{3}{y^3} \int_0^y dy' y'^2 \delta_B, \quad (24)$$

где  $y = r/r_s$ . Величина (24) показана на рис. 2.

Большая величина пекулярной скорости у менее массивных объектов связана с тем, что к  $z = 10$  они уже преимущественно вышли на нелинейную стадию эволюции, и в них поэтому развились большие пекулярные скорости в центре, в отличие от объектов с большими массами. Напротив, на  $z = 15$  и  $z = 20$  как менее, так и более массивные объекты лишь начинают выходить на нелинейную стадию и на данном этапе более важной оказывается масса объекта: в объектах с большей массой пекулярная скорость выше. Переход к другому режиму роста пекулярной скорости связан с переходом на нелинейную стадию. С течением времени в центре более массивного объекта также должны были бы развиться большие пекулярные скорости, но на меньших  $z$  происходит реионизация, и мы эту эпоху не рассматриваем.

### 3. ПОГЛОЩЕНИЕ В ЛИНИИ 21 СМ

При расчете поглощения в линии 21 см на звуковых волнах сначала найдем поглощение в единичной звуковой волне, распространяющейся от одного объекта, и затем выполним статистическое усреднение путем учета доли объема пространства, занимаемого волнами. Предполагаем, что спиновая температура  $T_s$  в нейтральном водороде поддерживается на уровне кинетической температуры газа за счет эффекта Ваутхейзена—Филда (см. обзор в

статье Furlanetto et al. (2006)). Величина поглощения в линии 21 см (Furlanetto et al., 2006):

$$\delta T_b \simeq 27 x_{\text{HI}} (1 + \delta_B) \left( \frac{H(z)}{\partial v_B / \partial s + H(z)} \right) \times \left( 1 - \frac{T_\gamma(z)}{T_s(z)} \right) \left( \frac{1+z}{10} \right) \text{ мК}, \quad (25)$$

где  $x_{\text{HI}}$  — доля нейтрального водорода,  $T_\gamma$  — температура реликтового излучения. В качестве спиновой температуры газа  $T_s(z)$  мы используем спиновую температуру, рассчитанную в работе Furlanetto et al. (2006).

Для расчета нам требуется оценить величину градиента пекулярной скорости вдоль луча зрения

$$\frac{\partial v_B}{\partial s} = \frac{\partial v_B}{\partial r} \cos \theta. \quad (26)$$

Важно отметить, что в случае сферической симметрии пространственные области с тем же модулем  $\cos \theta$ , но с разными знаками, встречаются одинаково часто, поэтому при интегрировании по сферической звуковой волне  $\partial v_B / \partial s$  в этих двух типах областей входит с одинаковым весовым множителем  $(1 + \delta_B)$ . Благодаря этому вклады возмущений плотности и градиентов скоростей во втором порядке по скорости не запутаны между собой и входят как два отдельных слагаемых. Этот вывод сохраняется и для эллипсоидального распределения. При наличии несферичностей квадрупольного типа ситуация становится сложнее и могут возникнуть дополнительные поправки, но этот случай мы в данной работе не разбираем.

Для оценки рассмотрим только космологические возмущения плотности ТМ со среднеквадратичной величиной  $\delta_{\text{eq}} \simeq \sigma_{\text{eq}}(M_{\text{DM}})$ . Теория Пресса—Шехтера в данном случае не может быть напрямую применена, так как мы изучаем не только вириализованные объекты, но и находящиеся еще на линейной стадии эволюции (более точный расчет, учитывающий распределение всех объектов, значительно сложнее и планируется в будущих работах). Описанные ниже вычисления показали, что объекты с  $M_{\text{DM}} \sim 0.05 M_s$  дают наибольший вклад в поглощение в рассматриваемую эпоху перед реионизацией Вселенной, так как они достаточно многочисленны, как раз выходят на нелинейную стадию и создают заметные градиенты пекулярных скоростей. В случае гауссова распределения половина (по объему пространства) возмущений положительна,  $\delta_{\text{eq}} > 0$ , а половина отрицательна,  $\delta_{\text{eq}} < 0$ . Рассматриваемые нами звуковые волны создаются положительными возмущениями, поэтому половина среднего расстояния между соседними сгущениями ТМ с массами  $M_{\text{DM}}$  составляет

$$l(z) = \frac{1}{2} \left( \frac{0.5 \rho_{\text{eq}} (1 + z_{\text{eq}})^3}{M_{\text{DM}} (1 + z)^3} \right)^{-1/3}. \quad (27)$$

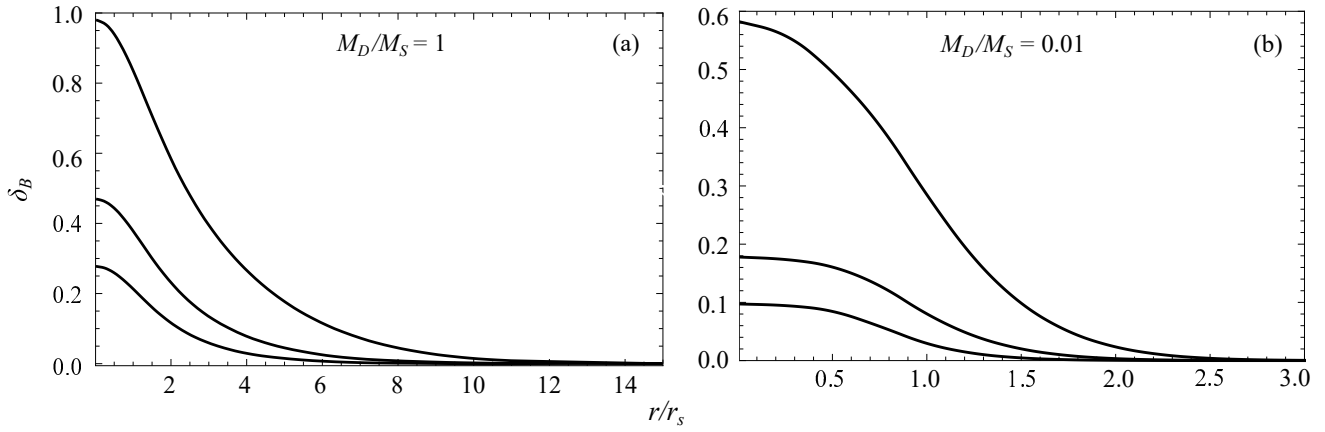


Рис. 1. Возмущения плотности в звуковых волнах для  $z = 10, 15, 20$  (сверху вниз) при  $M_{DM}/M_s = 1$  и  $M_{DM}/M_s = 0.01$ , панели (a) и (b) соответственно.

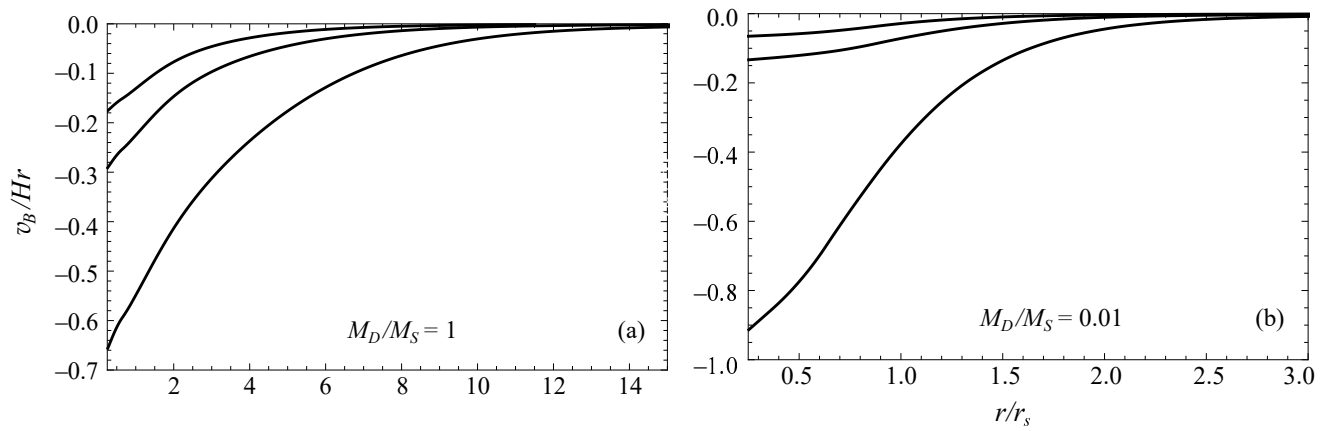


Рис. 2. Пекулярная скорость в звуковых волнах по отношению к хаббловской скорости для  $z = 20, 15, 10$  (сверху вниз) при  $M_{DM}/M_s = 1$  и  $M_{DM}/M_s = 0.01$ , панели (a) и (b) соответственно.

Обозначим

$$L(z) = \min\{l(z), r_{\max}(z)\}, \quad (28)$$

тогда среднее по объему пространства можно записать в виде:

$$\left\langle \frac{(1 + \delta_B)H}{\partial v_B / \partial s + H} \right\rangle = \quad (29)$$

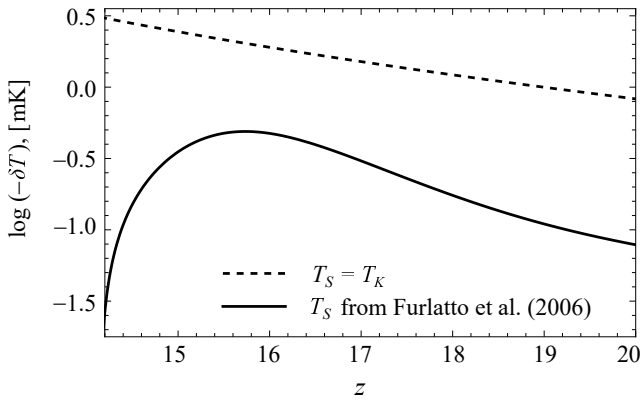
$$1 + \frac{1}{l^3(z)} \int_0^{L(z)} dr r^2 \left( 3\delta_B(r) + \frac{1}{2H^2} \left( \frac{\partial v_B}{\partial r} \right)^2 \right),$$

где в подынтегральном выражении уже выполнено интегрирование по углу  $\theta$ . Первое слагаемое в (29) соответствует поглощению в модели однородной Вселенной. Величина  $\delta_B(r)$  в скобках под интегралом отвечает флуктуациям поглощения за счет наличия неоднородностей плотности. Ввиду сохранения числа атомов водорода, суммарно в областях с  $\delta_B > 0$  и  $\delta_B \leq 0$  неоднородности плотности при

усреднении по всему объему Вселенной в точности компенсируются, поэтому для поглощения важен только последний член под интегралом, связанный с градиентом пекулярных скоростей, и только его мы будем учитывать далее.

Результат численного расчета величины (25) показан на рис. 3. В модели однородной Вселенной глубина поглощения  $(\delta T)^{\text{hom}}$  варьируется от  $-200$  до  $-230$  мК. Таким образом, поглощение на звуковых волнах, создаваемых объектами из ТМ с массами  $M_{DM} \leq M_s$ , при  $z \sim 15-20$  составляет доли процента от полной величины поглощения. Для сравнения укажем, что в наблюдениях EDGES получено аномальное поглощение величиной  $\delta T \simeq -500_{-500}^{+200}$  мК (на уровне достоверности  $3\sigma$ ) на красном смещении  $z \simeq 17$  (Bowman et al., 2018).

Объекты с  $M > M_s$  достаточно редки, но на периферии таких объектов должны быть обла-



**Рис. 3.** Величина изменения яркостной температуры реликтового излучения за счет дополнительного поглощения в линии 21 см на акустических волнах, производимых объектами с  $M_{DM} \sim 0.05M_s$  на красном смещении  $z$ . Нижняя сплошная кривая получена для спиновой температуры, приведенной в работе Furlanetto et al. (2006). Верхняя штриховая кривая соответствует предельному случаю, когда спиновая температура равна кинетической температуре газа.

сти сильного поглощения (Vasiliev and Shchekinov, 2012; Dubrovich et al., 2021). Поглощение происходит эффективнее всего в области остановки расширения слоев темной материи. Применяемый в данной работе метод теории возмущений не позволяет рассматривать такие объекты. Поглощение для объектов с  $M > M_s$  должно несколько повысить глубину полного поглощения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе найдено новое решение для возмущений плотности и поля скоростей звуковых волн в барионном газе, создаваемых эволюционирующими объектами из ТМ. Прослежен переход с линейной стадии эволюции объектов ТМ на нелинейную. С помощью полученного решения исследовано поглощение реликтовых фотонов в линии 21 см. Эффект поглощения в общих чертах соответствует механизму, рассматривавшемуся в работах Dubrovich (1977, 2018), Zel'dovich (1978), Dubrovich and Grachev (2020) и связанному с градиентом лучевой скорости, но в нашем случае он действует во втором порядке по скорости из-за компенсации членов первого порядка. Получено, что глубина поглощения составляет доли процента от глубины поглощения в модели однородной Вселенной. Таким образом, этот эффект не является исчезающе малым. Не исключено, что точность космологических наблюдений в будущем достигнет этого уровня и для полного описания процессов в ранней Вселенной придется учитывать и звуковые волны в масштабах, меньших длины Джинса.

Хотя объекты с  $M < M_s$  не захватывают барионы и даже не останавливают полностью хаббловский поток, они создают вокруг себя звуковые волны, на которых происходит повышенное поглощение. Наиболее сильное поглощение в звуковых волнах происходит тогда, когда характерная масса в функции масс Пресса–Шехтера сравнивается с массой около  $0.01-1M_s$ . В этом случае возникает оптимальное соотношение между глубиной поглощения и числом объектов ТМ, создающих звуковые волны. В работе Dubrovich et al. (2021) рассматривалось поглощение в линии 21 см в протяженных гало вокруг сверхмассивных черных дыр, когда поглощение возникает вблизи радиуса остановки слоя и не связано с разделением ТМ и барионов в звуковой волне. В настоящей работе рассматриваются объекты с массой, меньшей массы Джинса, поэтому поток газа в данном случае не останавливается, а только замедляется, и поглощение происходит лишь во втором порядке по градиенту скорости.

Поглощение в звуковых волнах может быть больше в том случае, если на малых масштабах спектр космологических возмущений имел дополнительный избыток. В работе Tkachev et al. (2024) показано, что за счет подобного избытка можно объяснить появление ранних галактик, наблюдавшихся космическим телескопом им. Дж. Уэбба.

В настоящее время (при  $z \leq 1$ ) полученные нами для звуковых волн решения не применимы, но можно ожидать, что рассмотренные области возмущения барионов эволюционировали к настоящему моменту в слабые неоднородности межгалактического газа с размерами в несколько килопарсек, перекрывающиеся между собой.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает признательность рецензенту статьи за полезные замечания.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа финансировалась за счет бюджета учреждения. Никаких дополнительных грантов на проведение и руководство данным исследованием получено не было.

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y. Baryshev and P. Teerikorpi, *Fundamental Questions of Practical Cosmology: Exploring the Realm of Galaxies* (Science+Business Media B.V., 2012). DOI:10.1007/978-94-007-2379-5
2. W. B. Bonnor, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **117**, 104 (1957). DOI:10.1093/mnras/117.1.104
3. J. D. Bowman, A. E. E. Rogers, R. A. Monsalve, et al., *Nature* **555** (7694), 67 (2018). DOI:10.1038/nature25792
4. V. K. Dubrovich, *Sov. Astron. Letters* **3**, 128 (1977).
5. V. K. Dubrovich, arXiv e-prints arXiv:1805.04430 (2018). DOI:10.48550/arXiv.1805.04430
6. V. K. Dubrovich, Y. N. Eroshenko, and S. I. Grachev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **503** (2), 3081 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab689
7. V. K. Dubrovich and S. I. Grachev, *Astronomy Letters* **45** (11), 701 (2020). DOI:10.1134/S1063773719110021
8. L. Espinosa-Portalés and J. García-Bellido, *Physical Review D* **103** (4), article id. 043537 (2021). DOI:10.1103/PhysRevD.103.043537
9. G. B. Field, *Astrophys. J.* **129**, 525 (1959). DOI:10.1086/146652
10. J.-B. Fouvry and M. Roule, *Physical Review E* **108** (5), article id. 054108 (2023). DOI:10.1103/PhysRevE.108.054108
11. S. R. Furlanetto, S. P. Oh, and F. H. Briggs, *Physics Reports* **433** (4–6), 181 (2006). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.17731.x
12. D. Huber and D. Pfenninger, *Astron. and Astrophys.* **386**, 359 (2002). DOI:10.1051/0004-6361:20020232
13. A. Mesinger, S. Furlanetto, and R. Cen, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **411** (2), 955 (2011). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.17731.x
14. P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.* **277**, 470 (1984). DOI:10.1086/161714
15. M. V. Tkachev, S. V. Pilipenko, E. V. Mikheeva, and V. N. Lukash, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **527** (1), 1381 (2024). DOI:10.1093/mnras/stad3279
16. D. Tselikhovich and C. Hirata, *Physical Review D* **82** (8), id. 083520 (2010). DOI:10.1103/PhysRevD.82.083520
17. E. O. Vasiliev and Y. A. Shekkinov, *Astronomy Reports* **56** (2), 77 (2012). DOI:10.1134/S1063772912020096
18. Y. Xu, B. Yue, and X. Chen, *Astrophys. J.* **869** (1), article id. 42 (2018). DOI:10.3847/1538-4357/aae97b
19. Y. B. Zel'dovich, *Pis'ma Astron. Zh.* **4**, 165 (1978).

## Nonlinear Generation of Sound Waves in the Pre-Galactic Era and Absorption in the 21-cm Line

Yu. N. Eroshenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

The structure of sound waves in baryonic gas generated during the evolution of spherically symmetric dark matter halos with a mass less than the Jeans mass has been calculated. In this case, the source of the gravitational field that creates the wave can be at both the linear stage (evolving perturbation in dark matter) and the nonlinear stage (separated and virialized object). Peculiar motions of baryons in a sound wave in the second order in speed cause the absorption of relict radiation in the 21 cm line. It is shown that this additional absorption on sound waves is a fraction of a percent at redshifts  $z \sim 15\text{--}20$  of the absorption value in the model of a homogeneous Universe, however, the additional absorption can be larger in the case of a non-standard spectrum of cosmological perturbations of matter density on small scales.

Keywords: *dark ages, reionization, first stars—dark matter*