

АБСОРБЦИЯ В ЛИНИИ 21 см В ПЕРВИЧНЫХ ФЛУКТУАЦИЯХ ПЛОТНОСТИ ВЕЩЕСТВА НА СТАДИИ ИХ НЕЛИНЕЙНОГО СЖАТИЯ

© 2019 г. В. К. Дубрович^{1*}, С. И. Грачев^{2**}

¹Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 21.08.2019 г.; после доработки 21.10.2019 г.; принята к публикации 23.10.2019 г.

Анализируются механизмы формирования абсорбции в спектре космического микроволнового фона (СМВ) на частоте линии 21 см перехода между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома водорода. Показано, что еще до вспышек первых звезд сильная нелинейность на стадии сжатия первичных флуктуаций плотности вещества может приводить к появлению значительной (по глубине) абсорбции. При этом основной эффект обусловлен нагревом вещества в определенном узком интервале температур при сжатии облака. Рассматривается стационарный перенос излучения в линии 21 см в среде, представляющей собой сжимающуюся первичную флуктуацию плотности вещества на заданном красном смещении z , которая моделируется однородным сферически-симметричным облаком в состоянии коллапса с адиабатическим изменением температуры газа. Для последовательности состояний облака с разными степенями сжатия рассчитаны частотные профили линии в потоке излучения, выходящего из облака. В начальном состоянии задается радиус облака r_0 , а плотность газа считается равной средней космологической плотности для заданного красного смещения. Показано, что для отдельного облака на $z = 20$ при $r_0 = 1$ кпк и степени сжатия радиуса в 1.9 раза глубина абсорбции в центре линии может достигать 0.9 К. При усреднении по ансамблю облаков центральная частота линии и ее ширина определяются деталями динамики эволюции флуктуаций.

Ключевые слова: космология, межгалактическая среда, перенос излучения, спектральные линии.

DOI: 10.1134/S0320010819110032

ВВЕДЕНИЕ

При расширении ранней Вселенной происходит охлаждение вещества и излучения (СМВ) с показателями адиабаты $5/3$ и $4/3$ соответственно. Согласно стандартной модели из-за достаточно сильного взаимодействия в раннюю эпоху эти компоненты имеют очень близкие температуры. Однако, начиная с некоторого момента, эффективность передачи энергии от более горячего СМВ к более холодному веществу начинает быстро убывать, и температура вещества T_g быстро уменьшается относительно температуры СМВ (T_r). При стандартных параметрах Вселенной это происходит, начиная с красного смещения $z \sim 150$. В качестве основного механизма передачи энергии между компонентами обычно рассматривается комптоновское рассеяние фотонов СМВ на электронах с последующей передачей энергии от электронов атомам водорода и

гелия. Кроме этого механизма существуют и другие, значительно более слабые в части потока передаваемой энергии. Но эти механизмы могут нести специфическую информацию о состоянии вещества в эту эпоху. В частности, таким механизмом может быть обмен энергией между веществом и СМВ в линии сверхтонкой структуры атома водорода. В этом случае в процессе будут участвовать не все фотоны СМВ, а только те, которые в данный момент времени попадают в контур линии. Передача энергии происходит при столкновениях возбужденных атомов с невозбужденными. В среднем знак эффекта определяется разностью температур компонент согласно законам термодинамики — от горячего к холодному.

Изложенный выше механизм имеет существенно спектральный характер. В нашем случае это означает, что в спектре СМВ будет формироваться абсорбция. Расчет такого эффекта был впервые сделан в работе Варшаловича и Херсонского (1977) в случае однородного и изотропного распределения вещества и монотонного расширения

* Электронный адрес: dvk47@mail.ru

** Электронный адрес: stas@astro.spbu.ru

Вселенной. В данной работе мы рассмотрим этот механизм в случае существенно неоднородной среды и фактической ее эволюции. Модель неоднородности возьмем следующую: 1) вещество состоит из барионной (атомарный водород и гелий) части с плотностью ρ_b и темной материи с плотностью ρ_d ; 2) неоднородности плотности вещества при расширении Вселенной растут из малых флуктуаций сначала линейно, а затем нелинейно; 3) спектр масштабов неоднородностей точно не известен, но с большой вероятностью значительная часть вещества сосредоточена в протообъектах (минигало) массой 10^3 – 10^6 масс Солнца.

Эволюция флуктуаций: при больших красных смещениях их амплитуда мала и они расширяются почти точно по локальному хаббловскому закону; постепенно возрастает роль самогравитации, и расширение этих флуктуаций замедляется; в какой-то характерный момент расширение минигало останавливается, а затем оно начинает сжиматься. Для выбранного нами масштаба масс это замедление и остановка происходят при $z \sim 20$ – 15 . Плотность вещества в минигало в момент остановки его расширения примерно в 5.5 раз больше средней плотности во Вселенной и практически не зависит от масштаба. Формирование абсорбционной детали происходит при столкновении невозбужденного атома водорода с атомом в возбужденном состоянии. Величина и знак эффекта зависят от соотношения температуры СМВ и температуры газа. Эффективно это выражается в виде так называемой спиновой температуры. В случае спектроскопии с большим разрешением важную роль играет распределение атомов по скоростям — соотношение градиента скорости за счет хаббловского расширения и тепловой скорости. Как будет показано ниже, величина эффекта в расчете на один атом описывается параметром λ , который зависит от плотности и температуры вещества. При остановке расширения облака исчезает хаббловский градиент скорости вещества в облаке. Остается только хаотическая тепловая скорость атомов. В нашем случае имеют место два эффекта. Наличие градиента скорости приводило к тому, что поглощение фотонов, происходившее в пределах локального доплеровского контура, за счет сдвига его центра при переходе от дальнего края облака к ближнему равномерно закрывало спектральную полосу, зависящую от размера облака. При остановке расширения облака, как было сказано выше, исчезает хаббловский градиент и остается только хаотическая тепловая скорость атомов. Линия поглощения становится более узкой (доплеровской), а глубина ее возрастает. Это было отмечено в работах Зельдовича (1978) и Дубровича (2018). Однако эквивалентная ширина линии

при этом не меняется. Это означает, что наблюдательным проявлением отдельно взятого облака будет узкая спектральная абсорбционная линия, а при глобальном пространственном и спектральном усреднении таких облаков эти узкие линии интегрируются с излучением СМВ между ними. В результате эффект замедления и остановки расширения облаков будет таким же, как и в случае однородного и изотропного фона.

Ситуация радикально меняется, когда учитывается изменение концентрации и температуры атомов при сжатии облака. Флуктуации имеют спектр масштабов. Для наиболее вероятных начальных масштабов имеем на $z = 20$: $T_r = 57.3$ К, $T_g = 9.7$ К, средняя тепловая скорость $u = 400$ м·с⁻¹, постоянная Хаббла $H = 3700$ км/(с·Мпк), диаметр облака $l = 1$ кпк, барионная масса $M_b = 2.6 \times 10^4 M_\odot$.

В этом случае даже для отдельного облака эквивалентная ширина линии существенно увеличивается. Это приводит к усилению спектральной детали в спектре СМВ (по сравнению с однородным случаем) даже при глобальном усреднении. Процедура такого усреднения требует самостоятельного рассмотрения с учетом спектра масс облаков и динамики их эволюции.

Принципиально важно, что именно определенное значение момента перехода флуктуации в режим нелинейного сжатия определяет наличие и параметры спектральной детали. В этой связи очень важным является также температурная зависимость параметра λ .

Следует отметить, что мы рассматриваем стадию сжатия облака до вириализации и используем приближение квазистатичности, обоснованное соотношением между временем взаимодействия фотонов заданной частоты с веществом и характерным временем изменения параметров (температуры и плотности) вещества. Первое из них определяется шириной доплеровского контура или размером облака (с массой примерно $10^5 M_\odot$), а второе — порядка космологического на момент $z = 20$, и оно примерно на 5–6 порядков больше первого. Очевидно, что взаимодействие фотона заданной частоты происходит с неподвижным и не эволюционирующим веществом.

Особенность рассматриваемой задачи состоит в том, что фактически она распадается на две части — формирование абсорбции в точке по спектру (шириной порядка доплеровской) и образование широкой (примерно в 20%) наблюдаемой линии. Мы решаем только первую часть — предлагаем физический механизм формирования абсорбции в точке без привлечения процесса вспышек первых сверхновых. Вторая часть — формирование

интегрального контура линии — безусловно требует учета модели распределения вещества, эволюции его плотности и температуры и т.д. Анализ этого контура с хорошим спектральным и пространственным разрешением даст очень интересную и важную информацию об эпохе, непосредственно предшествующей началу образования первых звезд.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И СООТНОШЕНИЯ

Рассматривается перенос излучения в линии $\lambda_{01} = 21.11$ см ($\nu_{01} = 1420.4$ МГц), возникающей при переходе между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома водорода. Обозначим через n_0 и n_1 — населенности соответственно нижнего и верхнего подуровней, а через $n_H = n_0 + n_1$. Введем спиновую температуру T_s : $n_1/n_0 = (g_1/g_0) \exp(-T_s/T_s)$, где $g_0 = 1$, $g_1 = 3$ — статистические веса подуровней и $T_s = h\nu_{01}/k = 0.068$ К. Далее введем безразмерную частоту $x = (\nu - \nu_{01})/\Delta\nu_D$, где $\Delta\nu_D = \nu_{01}u/c$, $u = \sqrt{2kT_g/M}$, и профиль коэффициента поглощения $\phi(x)$ с нормировкой $\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x)dx = 1$. При расчетах использовался доплеровский профиль коэффициента поглощения: $\phi(x) = (1/\sqrt{\pi})e^{-x^2}$, а концентрация атомов n_H и температура T_g газа считались постоянными (не зависящими от точки) в среде.

В приближении двухуровневых атомов и в предположении о полном перераспределении по частоте при рассеянии в линии дифференциальное уравнение переноса излучения, описывающее изменение интенсивности излучения $i(x, \mathbf{n}, \mathbf{r})$ на элементе длины пути dl в направлении единичного вектора \mathbf{n} в точке \mathbf{r} , имеет вид

$$\frac{di(x, l)}{dl} = -\alpha(l)\phi(x)[i(x, l) - s(l)], \quad (1)$$

где $i(x, l) = (c^2/2h\nu^3)I(\nu, l)$ и s — безразмерные интенсивность излучения и функция источников соответственно,

$$\alpha(l) = \alpha_0(1 - e^{-T_s/T_s(l)}), \quad (2)$$

$$s(l) = (e^{T_s/T_s(l)} - 1)^{-1}, \quad \alpha_0 = \frac{3}{8\pi u} \lambda_{01}^3 A_{10} n_0,$$

где $A_{10} = 2.85 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ — эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода.

Формальное, т.е. при заданной функции источников s , решение уравнения (1) имеет вид

$$i(x, l) = i_0(x)e^{-\phi(x)\tau_l} + \phi(x) \int_0^{\tau_l} e^{-\phi(x)(\tau_l - \tau_{l'})} s(l') d\tau_{l'}, \quad (3)$$

где $i_0(x) \equiv i(x, 0)$ дается граничным условием (при $l = 0$) и

$$\tau_l = \int_0^l \alpha(l') dl', \quad \tau_{l'} = \int_0^{l'} \alpha(l'') dl'' \quad (4)$$

— интегральные (по профилю коэффициента поглощения) оптические расстояния вдоль луча. Оптическое расстояние на частоте x есть, очевидно, $\tau_l(x) \equiv \phi(x)\tau_l$.

При наличии в среде крупномасштабных движений вещества со скоростью $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ имеем $d\tau_l(x) = \phi(x - v_l/u) d\tau_l$, где v_l — проекция скорости на направление луча. При изотропном расширении однородной среды (хаббловская кинематика) $v_l = Hl$, где $H = \text{const}$ (постоянная Хаббла), и тогда

$$\tau_l(x) = \int_0^l \phi(x - Hl'/u) \alpha(l') dl'. \quad (5)$$

В частности, для однородного ($\alpha = \text{const}$, $u = \text{const}$) шара с радиусом l и неподвижным центром имеем для оптического расстояния вдоль диаметра

$$\tau_l(x) = (\alpha u/H) \int_{x-Hl/u}^{x+Hl/u} \phi(x') dx'. \quad (6)$$

Здесь множитель перед интегралом $(\alpha u/H) \equiv \tau_S$ — соболевская оптическая толщина, которая обычно используется при моделировании профилей линии 21 см предположительно космологического происхождения (см., например, обзорную статью Фурланетто и др., 2006). Из формулы (6) следует, что $\tau_l(x) \sim \tau_S$ при $Hl/u \gg 1$, а при $Hl/u \ll 1$ получается выражение для неподвижной среды ($H = 0$). Мы далее рассматриваем перенос излучения в облаке на стадии остановки хаббловского расширения и перехода к сжатию, когда нет крупномасштабных движений и можно пользоваться формулами для неподвижной среды при вычислении оптических расстояний.

Формальное решение (3) следует дополнить уравнением статистического равновесия

$$n_1 A_{10}(1 + j) + n_1 n_H q_{10} = \frac{g_1}{g_0} A_{10} n_0 j + n_0 n_H q_{01}, \quad (7)$$

где средняя по частоте и направлениям интенсивность излучения

$$j = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) dx \int_{(4\pi)} i(x, \mathbf{n}, \mathbf{r}) d^2 n, \quad (8)$$

а q_{01} и q_{10} — коэффициенты вероятностей ударных переходов, связанные соотношением $q_{01} = q_{10}(g_1/g_0) \exp(-T_*/T_g)$. Здесь учитываются ударные переходы под действием атомов водорода, поскольку они играют главную роль в рассматриваемой задаче. Использовалась таблица коэффициентов q_{10} из обзорной статьи Фурланетто и др. (2006). С учетом соотношения между коэффициентами формула (7) переписывается в виде

$$s = \lambda j + (1 - \lambda)b(T_g), \quad (9)$$

где $b(T_g) = (e^{T_*/T_g} - 1)^{-1}$ и

$$\lambda = \frac{A_{10}}{A_{10} + n_H q_{10} [1 - \exp(-T_*/T_g)]} \quad (10)$$

— вероятность (или альbedo) однократного рассеяния в линии.

Подстановка формального решения (3) в правую часть (8) и затем подстановка получившегося интегрального выражения j через s в формулу (9) дает для определения функции источников $s(\mathbf{r})$ интегральное уравнение. Решив это уравнение, находим интенсивность излучения из формального решения (3) простым интегрированием. Однако интегральное уравнение для функции источников оказывается нелинейным из-за существенного вклада вынужденных радиативных переходов, что выражается в зависимости коэффициента α в показателях экспонент в правой части (3) от s , а именно, согласно формулам (2) имеем $\alpha = \alpha_0 / (1 + s)$. Решение этого уравнения можно получить путем итераций, причем при $s \gg 1$ число итераций может быть небольшим из-за сильного просветления среды. Общий вид упомянутого нелинейного интегрального уравнения слишком громоздок, и мы его не приводим.

Если функция источников слабо меняется вдоль луча, то ее можно вынести из-под знака интеграла в точке $l' = l$ в формальном решении (3), получив приближенное выражение

$$i(x, l) \approx i_0(x) e^{-\phi(x)\tau_l} + s(l)(1 - e^{-\phi(x)\tau_l}). \quad (11)$$

Далее мы рассматриваем случай сферической симметрии, когда интенсивность зависит от расстояния r от центра симметрии и от угла (или косинуса угла μ) между радиальным направлением и направлением распространения излучения, а функция источников $s = s(r)$. Тогда формула (8) принимает вид

$$j(r) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) dx \int_{-1}^1 i(x, \mu, r) d\mu. \quad (12)$$

Предполагается, что сферическое облако с однородным распределением плотности и температуры газа находится в поле чернотельного изотропного фонового излучения (СМВ) на заданном красном смещении z , так что на границе облака (при $r = r_0$) $i_0(x) = b(T_r) \equiv 1/(e^{T_*/T_r} - 1)$ при $\mu < 0$. Здесь $T_r = T_0(1 + z)$ — температура фонового излучения. При z в области 25–15 отношения T_*/T_r , T_*/T_g и $T_*/T_s(l) \ll 1$, так что $b(T_r) \sim T_r/T_* \gg 1$, $b(T_g) \sim T_g/T_* \gg 1$ и $s(l) = b(T_s(l)) \sim T_s(l)/T_* \gg 1$. Из последнего неравенства следует, что $n_1/n_0 = g_1/g_0 = 3$ и, следовательно, $n_0 = (1/4)n_H$ и $n_1 = (3/4)n_H$. Кроме того, формулу (4) для оптического расстояния τ_l , в которой согласно (2) $\alpha = \alpha_0/[1 + s(l')]$, можно переписать в виде

$$\tau_l = \int_0^l \frac{\alpha_0}{s(l')} dl' = \int_0^l \alpha_0 \frac{T_*}{T_s(l')} dl', \quad (13)$$

а граничное условие принимает вид $i(x, r_0, \mu) = i_0(x) = T_r/T_*$ при $\mu < 0$. Поскольку оптическая толщина облака в центре линии оказывается небольшой из-за просветления среды вследствие вынужденных радиативных переходов вниз, то спиновая температура T_s не сильно отличается от температуры фона T_r . Поэтому введем $f = T_s/T_r$ и радиальное оптическое расстояние $\tau = r\alpha_0 T_*/T_r$, которое отличается от r на постоянный множитель. Рассмотрим луч, проходящий через точку τ под углом ϑ к радиальному направлению. Прицельное оптическое расстояние этого луча $p = \tau \sqrt{1 - \mu^2}$, где $\mu = \cos \vartheta$. Тогда оптическое расстояние вдоль этого луча от границы облака ($l = 0$) до рассматриваемой точки согласно формуле (13)

$$\tau_l(\tau, \mu) = \int_{\tau}^{\tau_0} f(\tau')^{-1} d\sqrt{\tau'^2 - p^2} \quad (14)$$

при $\mu < 0$

и

$$\tau_l(\tau, \mu) = \int_p^{\tau_0} f(\tau')^{-1} d\sqrt{\tau'^2 - p^2} + \int_p^{\tau} f(\tau')^{-1} d\sqrt{\tau'^2 - p^2} \quad (15)$$

при $\mu > 0$,

где τ_0 — радиус облака в выбранных оптических единицах (реальный оптический радиус определяется формулой (14) при $\tau = 0$ и $p = 0$).

Подстановка формулы (11) в (12) и последующая подстановка получившегося выражения $j(\tau)$

через $s(\tau)$ в формулу (9) дает приближенное соотношение

$$T_s(\tau) = \frac{\lambda T_r L(\tau) + (1 - \lambda) T_g}{1 - \lambda + \lambda L(\tau)}, \quad (16)$$

где

$$L(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) dx \int_{-1}^1 e^{-\phi(x)\tau_l(\tau, \mu)} d\mu. \quad (17)$$

Функция $L(\tau)$ имеет простой физический смысл: это — вероятность того, что фотон, излученный в точке τ , выйдет из среды без рассеяний по пути. Формула (16) дает точный результат $T_s = T_r$ в двух случаях: при $\lambda = 1$ и при $T_g = T_r$. В обоих случаях линия не образуется. При $\tau_0 \ll 1$ имеем $L(\tau) \sim 1$ и

$$T_s - T_r \approx -(1 - \lambda)(T_r - T_g). \quad (18)$$

Формула (16) применима и в случае бесконечной однородной среды с хаббловской кинематикой, если в ней заменить $L(\tau)$ на $(1 - e^{-\tau S})/\tau S$, где τS — соболевское оптическое расстояние, определяемое градиентом скорости (постоянная Хаббла).

Соотношение (16) является нелинейным интегральным уравнением для определения функции $f(\tau) = T_s(\tau)/T_r$, так как согласно (16)

$$f(\tau) - 1 = -\frac{(1 - \lambda)(1 - T_g/T_r)}{1 - \lambda + \lambda L(\tau)}, \quad (19)$$

а $L(\tau)$ согласно (17) зависит от f через $\tau_l(\tau, \mu)$ по формулам (14) и (15). При небольшом оптическом радиусе облака решение уравнения (16) легко получается итерациями. В качестве начального берется $f(\tau) = \lambda + (1 - \lambda)T_g/T_r$. Интенсивность излучения, выходящего из облака, получается из формального решения (3), которое переписывается интегрированием по частям в следующем виде:

$$T_b(x, \mu_0) = T_s(\tau_0) + e^{-\phi(x)\tau_l(\mu_0, \tau_0)} [T_r - T_s(\tau_0) - \int_p^{\tau_0} T'_s(\tau) (e^{\phi(x)\tau_l(\mu, \tau)} + e^{\phi(x)\tau_l(-\mu, \tau)}) d\tau], \quad (20)$$

где $\mu_0 > 0$, $p = \tau_0 \sqrt{1 - \mu_0^2} = \tau \sqrt{1 - \mu^2}$, $T'_s(\tau) = dT_s/d\tau$. Здесь вместо интенсивности используется яркостная температура T_b , поскольку в рассматриваемом случае линия 21 см попадает в рэлей-джинсовскую область спектра. Зная угловое распределение выходящего излучения, можно найти частотный профиль яркостной температуры в потоке выходящего излучения

$$T_b(x) - T_r = 2 \int_0^1 [T_b(x, \mu_0) - T_r] \mu_0 d\mu_0. \quad (21)$$

При малом изменении спиновой температуры в среде можно пренебречь интегральным слагаемым в формуле (20), что дает

$$T_b(x, \mu_0) - T_r = (T_s - T_r) [1 - e^{-\phi(x)\tau_l(\mu_0, \tau_0)}], \quad (22)$$

и при малой оптической толщине облака в центре линии отсюда получается (с учетом формулы (18))

$$T_b(x, \mu_0) - T_r \approx -(1 - \lambda)(T_r - T_g)\tau_l(\mu_0, \tau_0)\phi(x). \quad (23)$$

Далее, поскольку мы считаем спиновую температуру T_s мало меняющейся, то в формуле (15) можно вынести $f(\tau) = T_s/T_r$ из-под знака интеграла, и в итоге для оптической толщины вдоль луча в формуле (23) получаем $\tau_l(\mu_0, \tau_0) = 2r_0\alpha_0\mu_0 T_*/T_s$, где α_0 дается формулой (2). Подстановка (23) в правую часть (21) дает в итоге следующую приближенную формулу:

$$T_b(x) - T_r \approx -\frac{\lambda_{01}^3}{16\pi} A_{10} (1 - \lambda)(T_r - T_g) \frac{T_*}{T_s} n_H \frac{d}{u} \phi(x), \quad (24)$$

где $d = 2r_0$ — диаметр облака.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились для красного смещения $z = 20$, на котором температура фонового черного излучения $T_r = T_0(1 + z) = 57.3$ К при $T_0 = 2.728$ К, температура вещества $T_{g0} = 9.68$ К и концентрация атомов водорода $n_{H0} = 0.63144 \times 10^{-5} X \Omega_B (H_0/75)^2 (1 + z)^3 = 1.55 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ при содержании водорода (по массе) $X = 0.76$, содержании барионов $\Omega_B = 0.04$, постоянной Хаббла $H_0 = 70 \text{ км}/(\text{с}\cdot\text{Мпк})$. Рассматривались облака с начальными радиусами $r_0 = 0.5$ и 1 кпк и массами барионов 2.6×10^4 и 2.1×10^5 масс Солнца соответственно.

При однородном адиабатическом сжатии облака с сохранением его массы радиус уменьшается в k раз, плотность растет как k^3 , а температура вещества растет как k^2 , так что в формулах, приведенных в предыдущем разделе, $n_H = k^3 n_{H0}$, $T_g = k^2 T_{g0}$ и r_0 следует заменить на r_0/k . Результаты расчетов спиновой температуры приведены на рис. 1 и 2. При расчетах использовалась формула (16). Слабая зависимость спиновой температуры от расстояния и ее сравнительно малое отличие от температуры фона являются следствием малой реальной (с учетом вынужденных переходов) оптической толщины облака. Так, при начальном радиусе облака $r_0 = 0.5$ кпк и $k = 1.9$ максимальная оптическая толщина вдоль диаметра равна

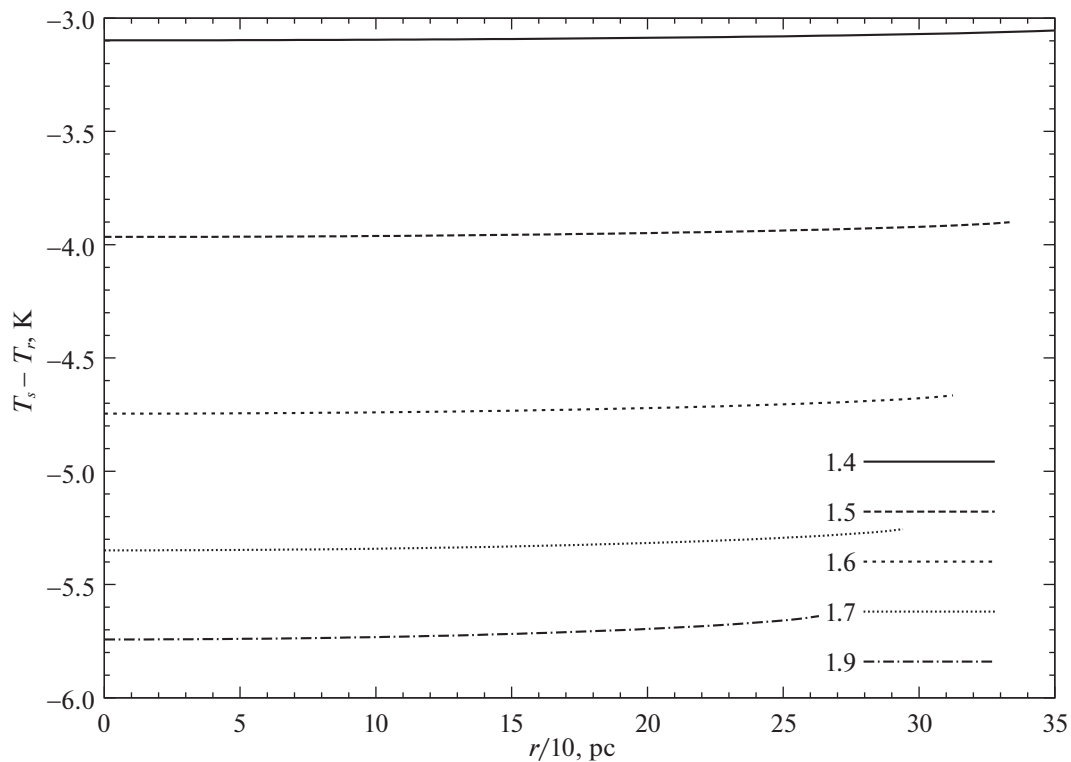


Рис. 1. Зависимость спиновой температуры от расстояния от центра облака для разных значений коэффициента сжатия k (указаны на рисунке). Начальный радиус облака $r_0 = 0.5$ кпк.

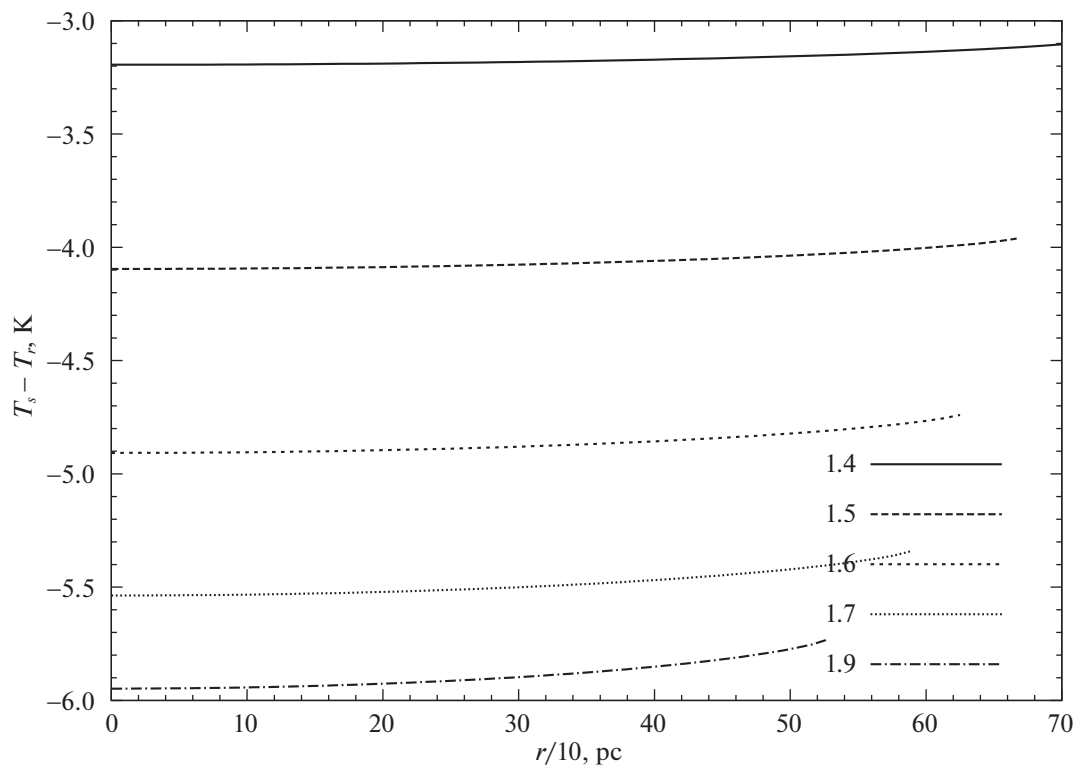


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но при $r_0 = 1$ кпк.

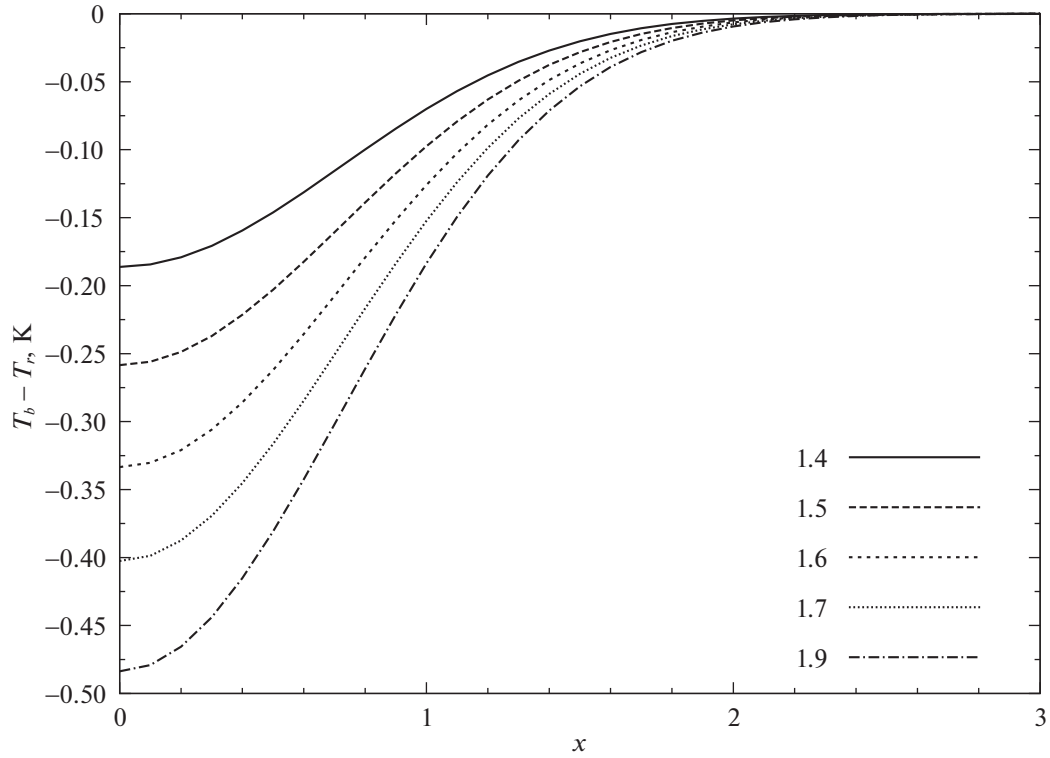


Рис. 3. Частотные профили яркостной температуры при разных значениях коэффициента сжатия k (указаны на рисунке). По оси абсцисс $x = (\nu - \nu_{01})/\Delta\nu_D$. Начальный радиус облака $r_0 = 0.5$ кпк.

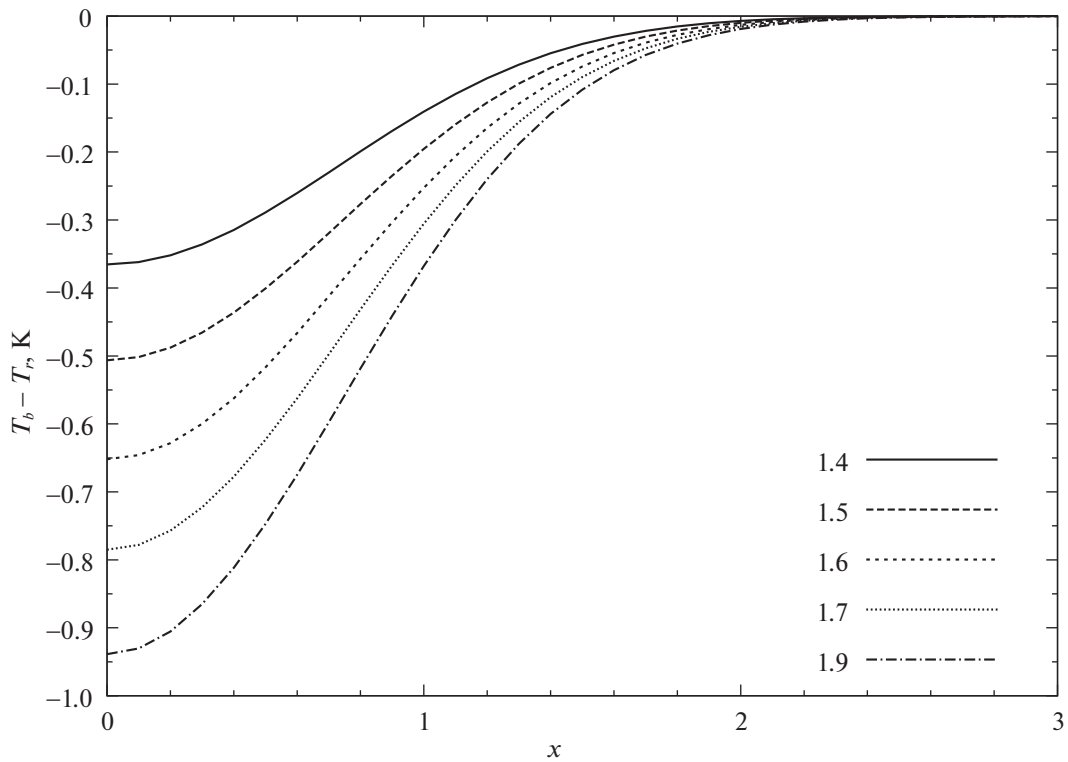


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но при $r_0 = 1$ кпк.

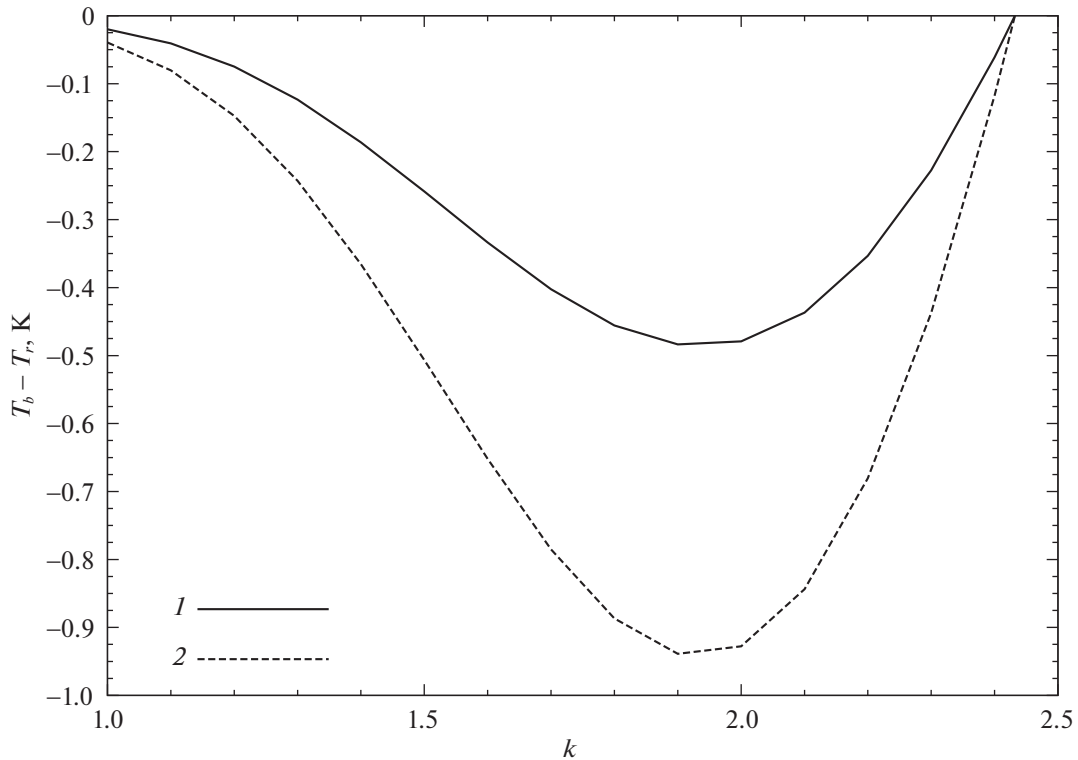


Рис. 5. Максимальная глубина линии в зависимости от величины коэффициента сжатия k при $r_0 = 0.5$ кпк (кривая 1) и при $r_0 = 1$ кпк (кривая 2).

0.24, и максимальное различие в величине $T_s - T_r$, рассчитанной по формулам (16) и (18), составляет 3.5%, а при $r_0 = 1$ кпк соответствующие значения получаются в два раза больше. На рис. 3 и 4 приведены частотные профили яркостной температуры в потоке выходящего излучения, рассчитанные по формулам (20) и (21). Видно, что глубина линии растет с увеличением коэффициента сжатия k . Вычисления показывают, что максимальная глубина линии достигается при $k = 1.9$, и при дальнейшем сжатии она убывает, так что при $k = \sqrt{T_r/T_{g0}} = 2.432$ (когда $T_g = T_r$) линия исчезает и затем переходит в эмиссию. На рис. 5 приведен график зависимости глубины в центре линии от k . Следует отметить, что остановка расширения облака происходит тогда, когда плотность вещества в облаке становится примерно в 5.5 раз больше средней плотности во Вселенной, так что, строго говоря, сжатие облака начинается с $k_{\min} = 5.5^{1/3} = 1.765$.

Для качественной оценки изменения глубины линии с увеличением коэффициента сжатия k можно воспользоваться приближенной формулой (24), поскольку оптический радиус туманности оказывается малым. Учитывая, что согласно (10) вероятность гибели фотона при однократном рассеянии $1 - \lambda \propto n_H q_{10}(T_g)(T_*/T_g)$, из (24) имеем

$$T_b(x) - T_r \propto -k^2 q_{10}(k^2 T_{g0})(T_r - k^2 T_{g0}). \quad (25)$$

При небольшом начальном увеличении k (от 1 до 1.5) основную роль в “углублении” линии играет очень сильный рост коэффициента ударной деактивации $q_{10}(T_g)$ в узком диапазоне температур от 4 до 20 К (см. рис. 6, построенный по таблице из обзора Фурланетто и др., 2006, стр. 29). При дальнейшем увеличении k , когда температура газа становится сравнимой с температурой фонового излучения, рост глубины линии сменяется (при $k > 1.9$) ее уменьшением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно стандартной теории вначале имеются малые флуктуации плотности вещества, расширяющиеся вместе со всей Вселенной по хаббловскому закону. По мере роста они замедляются в расширении, останавливаются и начинают сжиматься. Размер облака d уменьшается, растет плотность $n \sim d^3$ и температура газа $T_g \sim d^2$.

При переходе от хаббловской ширины к доплеровской тепловой для отдельного облака происходит формирование глубокой и узкой линии. При этом среднее значение интенсивности абсорбции (без учета неоднородности!) не меняется. При учете факторов неоднородности плотности вещества в процессе эволюции происходит смена расширения и охлаждения вещества на рост его плотности и

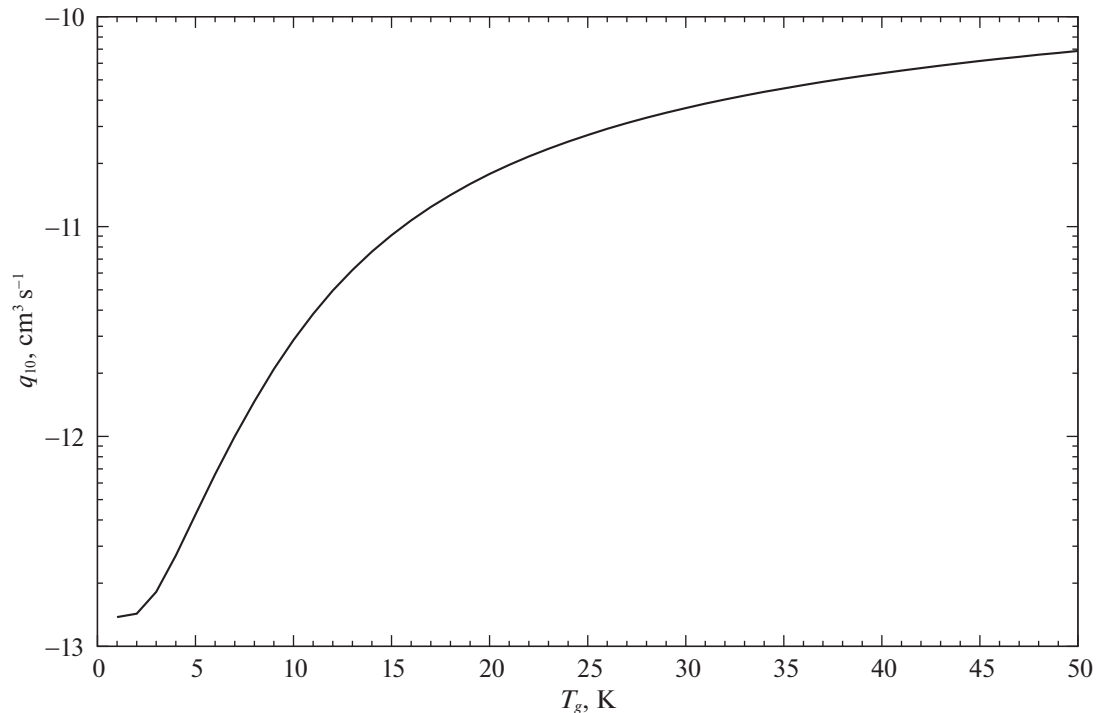


Рис. 6. Коэффициент деактивации q_{10} верхнего уровня перехода $1 \rightarrow 0$ в линии 21 см при столкновениях с атомами водорода в зависимости от температуры газа T_g . Шкала по оси ординат логарифмическая (указаны степени 10).

температуры. Это приводит к формированию абсорбции существенно более глубокой, чем в случае однородного распределения материи. Важно также, что положение линии в спектре СМВ определяется моментом времени, при котором происходит смена режима эволюции облаков.

Очень интересным фактором, определяющим численное значение глубины абсорбции и ее положения на спектре, оказался характер зависимости альbedo однократного рассеяния λ от температуры газа, а именно — наличие резкого скачка в интервале температур 4–20 К. Таким образом, показано, что вполне значительный эффект абсорбции в линии 21 см должен (!) формироваться на красных смещениях порядка 20 без каких-либо внешних оптических подсветок. Это дает возможность исследовать эпоху начала формирования сильной неоднородности в наиболее чистом варианте с ми-

нимальным набором неизвестных модельных параметров.

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Варшалович Д.А., Херсонский В.К., Письма в Астрон. журн. **3**, 291 (1977) [D.A. Varshalovich and V.K. Khersonskii, *Astron. Lett.* **3** (1977)].
2. Дубрович В.К. (V.K. Dubrovich, *astro-ph/1805.04430* (2018)).
3. Зельдович Я.Б., Письма в Астрон. журн. **4**, 165 (1978) [Ya.B. Zel'dovich, *Astron. Lett.* **4**, 88 (1978)].
4. Фурланетто и др. (S.R. Furlanetto, S. Peng Oh, and F.H. Briggs), *astro-ph/0608032v2* (2006).