

УДК: 524.3—76

ИНФРАКРАСНОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СОЗДАВАЕМОЕ
ЗВЕЗДАМИ НАСЕЛЕНИЯ III

Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 1 марта 1985

Принята к печати 18 февраля 1986

Рассчитан спектр фонового инфракрасного излучения, создаваемого первыми звездами. В предположении, что эти звезды обеспечивают обогащение вещества тяжелыми элементами в количестве, типичном для звезд населения II, показано, что поток ИК-излучения будет составлять ≈ 50 Ян/ср в интервале длин волн $\lambda = 15 - 30 \mu m$ и ≈ 200 Ян/ср в интервале $\lambda = 150 - 300 \mu m$. Оценивается поток фонового излучения в ближнем ИК-диапазоне ($\lambda = 2 - 5 \mu m$) от маломассивных ($M = 0.1 - 1 M_{\odot}$) звезд населения II и массивных ($M = 60 M_{\odot}$) звезд населения III. Показано, что он слишком мал по сравнению с наблюдаемым.

1. *Введение.* В последнее время широко обсуждается вопрос о свойствах и наблюдательных проявлениях звезд III типа населения — звезд, которые обеспечили обогащение первичной водородно-гелиевой смеси тяжелыми элементами в количествах, типичных для самых старых звезд Галактики $Z \sim 10^{-4}$. Отсутствие каких-либо наблюдательных данных об этих объектах делает необходимым обсуждение различных гипотез об их природе. Очевидно, что построение удовлетворительного сценария происхождения первых звезд во Вселенной позволит нам продвинуться в понимании процессов, определивших наблюдательные свойства галактик и более крупномасштабных образований.

После опубликования Вуди и Ричардсом [1] данных об избытке квантов в виновской области реликтового излучения появились работы, в которых этот избыток связывается с активностью звезд населения III. В количественном отношении наиболее разработана сейчас гипотеза, согласно которой переработка ультрафиолетового излучения первых звезд (преимущественно O-звезд) частицами космической пыли, существовавшими предположительно при $z > 100$, может привести к увеличению микроволнового фонового излучения в виновской области [2—4]. При этом искажения будут заметными, если при $z \sim 200$ температура частиц пыли достигает

величины $T_d \sim 700 - 1000$ К [4]. Температуре $T_d \sim 10^3$ К соответствует фактор дилуции ультрафиолетового излучения возбуждающей звезды $W \sim 10^{-8}$, в отличие от фактора дилуции $W \sim 10^{-14}$, типичного для современных зон Н II*. Это требует чрезмерно большой пространственной плотности звезд ($\sim 10^4 - 10^5$ в объеме, равном объему статической зоны Стремгrena) и как следствие — слишком большого энерговыделения ($\sim 2 \cdot 10^{18}$ эрг/г). Кроме того, в этой модели массивные звезды главной последовательности и пыль предполагаются сосуществующими [4]. Однако формирование пылинок возможно только после того, как звезды с главной последовательности перейдут в стадию красных гигантов, в атмосферах которых условия благоприятны для возникновения зародышей пылевых частиц. Поскольку даже для звезд спектральных классов О5 ($M \simeq 60 M_\odot$) время пребывания на главной последовательности сравнимо со временем расширения Вселенной при $z \sim 200$ (по крайней мере, при полной плотности вещества, близкой к критической), то это разделение во времени необходимо учитывать.

В настоящей работе мы рассчитываем спектр фонового ИК-излучения, производимого звездами III типа населения в рамках модели, отличной от [2—4]: при $z > 100$ рождаются массивные звезды, возбуждающие вокруг себя протяженные зоны Н II; после ухода звезд с главной последовательности газ быстро охлаждается и рекомбинирует, истечение вещества из звезд обеспечивает «загрязнение» окружающего газа тяжелыми элементами и пылью ($Z \sim 10^{-4} - 10^{-5}$); последующие вспышки сверхновых вновь разогревают вещество до высоких температур; энерговыделение, соответствующее $Z \sim 10^{-4} - 10^{-5}$, составляет $\lesssim 2 \cdot 10^{16}$ эрг/г. В заключении кратко обсуждается вклад маломассивных звезд населения III и II в инфракрасное фоновое излучение.

2. Оценка параметров звезд населения III. В настоящее время существуют аргументы в пользу того, что первые звезды во Вселенной были массивными [6—9]. Будем для определенности считать, что это звезды спектрального класса О5 ($M \simeq 60 M_\odot$, $T_* = 40\,000$ К) и рождаются они в момент времени, соответствующий красному смещению z_r . Будем предполагать также, что в конце эволюции звезды вспыхивают как сверхновые и выбрасывают в окружающий газ количество металлов, равное по порядку величины $M_* \sim 0.3 M_\odot$ на каждую звезду — близкие оценки получены для современных сверхновых II типа [10]. В результате такого обогащения содержание тяжелых элементов в газе будет равно:

$$Z = \frac{M_Z}{\rho(z_f) V}, \quad (1)$$

* Температура пылинок в современных зонах Н II составляет 100—300 К, [5].

здесь $\rho(z) = 4.7 \cdot 10^{-30} (1+z)^3 \Omega_b h_0^2$ г/см³, Ω_b — безразмерная плотность барионов, h_0 — постоянная Хаббла в единицах $H_0 = 50$ км/с Мпк, V — объем, приходящий на одну звезду; пространственная плотность звезд равна $n_s = V^{-1}$. Требуя, чтобы Z не превышало значения, типичного для наиболее старых звезд Галактики, $\sim 10^{-4}$, найдем из (1) сграницение на n_s : $n_s < 4.7 \cdot 10^{-67} (1+z_f)^3 \Omega_b h_0^2$ см⁻³. В дальнейшем будем принимать

$$n_s = 4.7 \cdot 10^{-63} (1+z_f)^3 \Omega_b h_0^2 \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

что соответствует $Z = 10^{-5}$. Зная n_s , легко оценить фактор дилуции излучения

$$W \simeq 4\pi n_s r_s^2 c t_s,$$

где r_s — радиус звезды, t_s — время пребывания звезды на главной последовательности. Для звезд О5 $r_s \simeq 10^{12}$ см, $t_s \simeq 3 \cdot 10^6$ лет, отсюда находим для $z_f = 200$, $h_0 = 1$ и $\Omega_b = 0.03$, $W \simeq 3 \cdot 10^{-14}$. При таком значении W температура пылевых частиц, если бы они присутствовали в этот момент в газе, превышала бы температуру реликтового излучения на небольшую величину:

$$\Delta T \simeq 3.6 \cdot 10^{-6} T_r(z_f) \left(\frac{200}{1+z_f} \right) \left(\frac{\Omega_b}{0.03} \right) = 6.5 \cdot 10^{-2} \Omega_b \text{ К},$$

и вклад их эмиссии в чернотельное реликтовое излучение был бы мал.

3. *Фоновое излучение (неионизирующие кванты)*. Кванты с длиной волны в момент испускания $\lambda > 912$ А будут претерпевать лишь рассеяние на свободных электронах. Оптическая толщина по томсоновскому процессу при полной ионизации вещества имеет порядок $\tau_T \simeq 2.5 \cdot 10^{-2} \times (1+z_f)^{3/2} \Omega_b \simeq 60 \Omega_b$ (безразмерная полная плотность принята равной $\Omega = 1$). Для $\Omega_b = 0.03$ $\tau_T \simeq 2$, но поскольку относительное изменение частоты кванта в одном акте рассеяния не превышает $h\nu/2m_e c^2 \sim \sim 2 \cdot 10^{-6}$, то этим процессом можно пренебречь. Задача определения вклада звезд в фоновый спектр сводится к вычислению интеграла

$$I_\nu(z) = \frac{c r_s^2 n_s}{H_0} \left(\frac{1+z}{1+z_f} \right)^3 \int_{z_s}^{z_f} \frac{B\left(T_s, \nu \frac{1+z'}{1+z}\right) dz'}{(1+z')^2 \sqrt{1+\Omega z'}}, \quad (3)$$

здесь $I_\nu(z)$ — спектральный поток излучения на единицу телесного угла (эрг/см² с Гц ср), пространственная плотность звезд предпола-

гается изменяющейся по закону $n_s(1+z)^3/(1+z_f)^3$ при $z_d \leq z \leq z_f$; z_d — красное смещение, соответствующее уходу звезды с главной последовательности; n_s определяется выражением (2), при $z < z_d$ пространственная плотность звезд полагалась равной нулю — в интеграле (3) этому соответствует $z_l = z$ при $z \geq z_d$ и $z_l = z_d$ при $z < z_d$; T_s — температура поверхности звезды, $B(T, \nu)$ — функция Планка. Если время пребывания звезды на главной последовательности t_s существенно меньше космологического времени при $z = z_f$, то спектральный поток излучения равен

$$I_s(z) = \frac{c r_s^2 n_s t_s}{(1+z_f)^3} (1+z)^3 B\left(T_s, \nu \frac{1+z_f}{1+z}\right).$$

Интеграл (3) при $\Omega = 1$ вычисляется разложением функции $B(T_s, \nu)$, а именно: множитель $(e^x - 1)^{-1}$ в функции B полагается равным $\frac{1}{x} \left(1 - \frac{x}{2}\right)$ при $x < 1$ и $e^{-x} (1 + e^{-x})$ при $x > 1$; в последнем случае в окончательных выражениях появляется неполная гамма-функция $\Gamma\left(\frac{3}{2}, x\right)$, которая заменяется своим асимптотическим значением $\sqrt{x} e^{-x}$. Окончательное выражение для $I_s(z)$ имеет вид:

$$I_s(z) \simeq D \nu^2 (1+z) \left\{ 2 \left[1 - \left(\frac{1+z_l}{1+z_f} \right)^{1/2} \right] - \frac{\nu}{3\nu_1} \left(\frac{1+z_f}{1+z} \right) \left[1 - \left(\frac{1+z_l}{1+z_f} \right)^{3/2} \right] \right\}, \quad (4)$$

при $\nu < \nu_1 (1+z)/(1+z_f)$,

$$I_s(z) \simeq D \nu_1^{1/2} \nu^{3/2} \frac{(1+z)^{3/2}}{(1+z_f)^{1/2}} \left\{ 2 \left[1 - \left(\frac{\nu}{\nu_1} \right)^{1/2} \left(\frac{1+z_l}{1+z} \right)^{1/2} \right] - \frac{1}{3} \left[1 - \left(\frac{\nu}{\nu_1} \right)^{3/2} \left(\frac{1+z_l}{1+z} \right)^{3/2} \right] + \left[e^{-1} - \left(\frac{\nu}{\nu_1} \right)^{1/2} \left(\frac{1+z_f}{1+z} \right)^{1/2} e^{-\frac{\nu}{\nu_1} \frac{1+z_f}{1+z}} \right] \right\}, \quad (5)$$

при $\nu \frac{1+z}{1+z_f} \leq \nu \leq \nu_1 \frac{1+z}{1+z_l}$,

$$I_s(z) \simeq D \nu^2 (1+z) \left[\left(\frac{1+z_l}{1+z_f} \right)^{1/2} e^{-\frac{\nu}{\nu_1} \frac{1+z_l}{1+z}} - e^{-\frac{\nu}{\nu_1} \frac{1+z_f}{1+z}} \right], \quad (6)$$

при $\nu > \nu_1 (1+z)/(1+z_l)$.

Здесь $\nu_1 = \frac{kT_e}{h}$, $D = \frac{8\pi r_e^2 n_e h \nu_1}{H_0 c (1+z_f)^{5/2}}$, h — постоянная Планка. Легко

видеть, что при $z_f < 100$, когда $\frac{z_f - z_d}{z_f} \ll 1$, т. е. время пребывания звезд О5 на главной последовательности оказывается существенно меньше возраста Вселенной, функции (4) — (6) представляют собой разложение функции Планка $B\left(\frac{T_e}{1+z_f}, \nu\right)$ в соответствующем интервале частот, умноженные на коэффициент дилуции $W/4\pi$.

4. *Фоновое излучение (лаймановский континуум).* Для квантов с частотой $\nu > \nu_L \frac{1+z}{1+z_f}$ ($\nu_L \simeq 3 \cdot 10^{15}$ Гц — частота, соответствующая лаймановскому пределу) существенно поглощение, связанное с ионизацией атомов водорода. В этом случае решение уравнения переноса для $z \geq z_d$ имеет вид ($\Omega = 1$):

$$I_\nu(z) = \frac{cr_e^2 n_e}{H_0} \left(\frac{1+z}{1+z_f}\right)^3 \int_{z_f}^z \frac{B\left(T_e, \nu \frac{1+z'}{1+z}\right)}{(1+z')^{5/2}} dz' \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{c\sigma_0}{H_0} \int_{z_f}^{z'} \left(\frac{\nu_L}{\nu}\right)^3 \left(\frac{1+z''}{1+z'}\right)^3 n_H(z'') \frac{dz''}{(1+z'')^{5/2}} \right\} \quad (7),$$

здесь $n_H(z)$ — концентрация нейтральных атомов водорода, сечение поглощения лаймановских квантов атомами водорода мы положили равным $\sigma_L(\nu) = \sigma_0 \left(\frac{\nu_L}{\nu}\right)^3$, $\sigma_0 \simeq 6 \cdot 10^{-18}$ см². В (7) мы приняли, что распределение n_H однородно. Такое предположение разумно, поскольку в рассматриваемом случае зоны Н II от различных звезд перекрываются. Действительно, объем статической зоны Стремгrena равен: $V_{St} = P/\alpha n^2$, где P — количество квантов лаймановского континуума, излучаемое звездой в единицу времени, α — скорость рекомбинации водорода, n — концентрация частиц. Для звезд О5 $P = 5 \cdot 10^{49}$ с⁻¹ [5], отсюда $V_{St} = 5 \cdot 10^{62}/n^2$ см³, и, подставляя сюда выражение для n , (2), найдем количество звезд, заключенных в объеме V_{St} : $N = n, V_{St} \simeq 8$ при $z \sim 200$, $\Omega_b = 0.03$. Легко видеть, что эта величина растет с уменьшением z : $N \propto (1+z)^{-3}$.

Концентрация атомов Н в (7) определяется из уравнения баланса ионизации:

$$4\pi n_H(z) \int_{\nu_L}^{\infty} \sigma_L(\nu) I_\nu(z) \frac{d\nu}{h\nu} = \alpha n^2, \quad (8)$$

здесь мы учли, что зоны H II перекрываются, поэтому $n_e \simeq n$. Решение системы (7)–(8) существует, если оптическая толщина Вселенной в лаймановском континууме не превышает 1. Действительно, при $\tau_L > 1$ интеграл (7) оценивается величиной:

$$I_\nu(z) \sim \frac{8\pi r_e^2 n_e h (1+z)^3}{c^3 \sigma_0 n_H(z) (1+z_f)^3} \nu^2 \left(\frac{\nu}{\nu_L}\right)^3 e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}. \quad (9)$$

Здесь учтено, что при $T_e = 40\,000$ К кванты лаймановского континуума попадают в виновскую область спектра. Отсюда видно, что, во-первых, левая часть (8) в этом приближении не зависит от $n_H(z)$ и, во-вторых, поток (9) обеспечивает скорость ионизаций в единице объема $\sim 6 \cdot 10^{-11} (1+z)^3 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, значительно превышающую скорость рекомбинаций $\alpha n^2 \sim 3 \cdot 10^{-24} (1+z)^3 \Omega_b^2 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Это означает, что при $\tau_L > 1$ уравнение стационарности ионизации не удовлетворяется, и доля нейтральных атомов водорода будет уменьшаться до тех пор, пока не выполнится условие $\tau_L < 1$.

При $\tau_L < 1$ спектральная плотность излучения имеет порядок:

$$I_\nu(z) \sim \frac{D}{(1+z_f)^{1/2}} \nu^2 (1+z)^{3/2} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}, \quad (10)$$

что дает оценку для относительной концентрации H I: $n_{\text{H I}}(z)/n(z) \sim 10^{-11} (1+z)^{3/2} \Omega_b$ (соответствующее значение $\tau_L \sim 5 \cdot 10^{-7} (1+z)^3 \Omega_b$, при $\Omega_b = 0.03$ и $z \sim 200$ $\tau_L \sim 5 \cdot 10^{-3}$). При $z=0$ в области частот $\nu_L/(1+z_f) < \nu < \nu_L/(1+z_d)$:

$$I_\nu(0) = D \left(\frac{1+z_d}{1+z_f} \right)^{1/2} \nu^2 e^{-\frac{h\nu}{kT_e} (1+z_d)}.$$

После ухода звезд с главной последовательности ($z < z_d$) вместе с T_e будет быстро уменьшаться количество ионизирующих квантов. В результате газ будет быстро охлаждаться и рекомбинировать с характерным временем $t_e \sim t_r \sim 10^{13}/(1+z_d)^3 \Omega_b$ (при $z_d = 150$ и $\Omega_b = 0.03$ $t_e \sim t_r \sim 10^{13}$ с), что повлечет за собой резкое увеличение оптической толщины в лаймановском континууме и обрезание спектр

при $\nu > \nu_L \frac{1+z}{1+z_d}$. На рис. 1 приведен спектр фонового излучения ($z=0$), создаваемого звездами главной последовательности населения III. Благодаря большой оптической толщине в центре линии $L_{\alpha}\tau(z_d) \sim \sim 10^{13} \Omega_b$ (при $z_d \sim 100$), поток излучения в линии L_{α} будет на два-три порядка меньше, чем в континууме при $\nu < \nu_L \frac{1+z}{1+z_d}$.

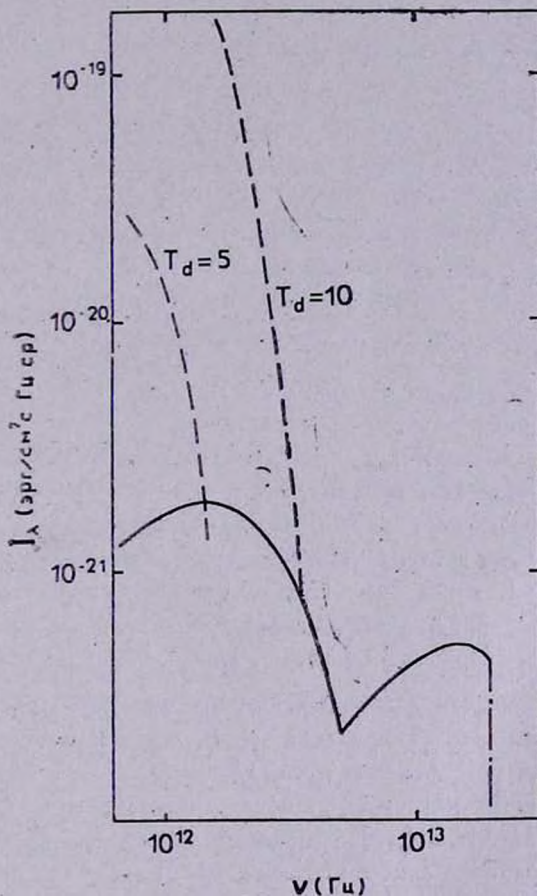


Рис. 1. Спектральный поток фонового излучения, создаваемого звездами населения III: масса звезд $M_* = 60 M_{\odot}$, $z_f = 225$, $z_d = 150$, $\Omega = 1$, $\Omega_b = 0.03$, $h_0 = 1$. Левая кривая соответствует стадии красных гигантов, правая — главной последовательности; пунктиром показан спектральный поток I_{ν}^* , создаваемый межзвездной пылью в направлении на галактический полюс для $T_d = 5$ К и 10 К; штрих-пунктирная линия соответствует обрезанию спектра в лаймановском континууме $\nu > \frac{\nu_L}{1+z_d}$.

5. Красные гиганты, сверхновые и пыль. Будем предполагать, что после ухода с главной последовательности звезды некоторое время ($\sim 3 \cdot 10^5$ лет) проводят в стадии красных гигантов (или сверхгигантов) с эффективной температурой $T_* \simeq 4000$ К и затем превращаются в сверхновые. Если, к тому же, на этой стадии во внешних частях звезд присутствуют зародыши пылевых частиц*, то их температура близка к T_* . Поэтому при $z = 0$ спектр фонового излучения, создаваемого такими звездами, будет почти планковским $B[T_*, \nu(1+z_d)]$, с фактором дилуции

$$W = \frac{cr_*^2 n_*}{H_0 (1+z_d)^{5/2} (1+z_s)^3} \quad (\text{см. рис. 1}), \quad \text{здесь } r_{1*} \simeq 10^{14} \text{ см} - \text{радиус}$$

звезды на стадии красного гиганта.

Вклад в инфракрасное фоновое излучение от сверхновых, которые, как мы полагаем, являются заключительной стадией эволюции звезд населения III, мал. Действительно, на начальных стадиях вспышки ($t \sim 10^3$ с) сверхновая имеет эффективную температуру $T_* \sim 10^5$ К [11], и для $z_d \sim 100$ максимум излучения приходится в настоящее время на частоту $\nu \sim 6 \cdot 10^{13}$ Гц ($\lambda \sim 5 \mu\text{m}$), но поскольку полное энерговыделение на этой стадии составляет $\sim 10^{48}$ эрг на одну вспышку (см. [11]), то спектральный поток при $z = 0$ будет иметь порядок лишь $\sim 2 \cdot 10^{-26}$ эрг/см² с Гц ср. Последующие $\sim 10^7$ с эффективная температура сверхновой близка к $3 \cdot 10^3$ К, а энерговыделение к $\sim 10^{51}$ эрг. Максимум интенсивности соответствует в настоящее время длине волны $\lambda \sim 100 \mu\text{m}$ и примерно на порядок меньше того потока ИК-излучения, который генерируется на стадии красных гигантов в том же интервале длин волн — это есть следствие того, что красными гигантами выделяется энергия, на полтора порядка большая ($\sim 3 \cdot 10^{52}$ эрг); а эффективные температуры близки.

Перед тем, как звезды населения III вспыхивают как сверхновые, окружающий их газ обогащен тяжелыми элементами очень слабо ($Z \leq 10^{-5}$). Действительно, как уже отмечалось, первые звезды должны быть достаточно массивными, т. е. должны принадлежать на главной последовательности к спектральному классу О. И хотя такие звезды могут обладать высокой скоростью потерь вещества в режиме звездного ветра, но поскольку конвекция в них развита слабо, это вещество будет иметь практически первичный химический состав. Поэтому в эмиссии остатков вспышек будут преобладать водородные линии [12], которые при $z_d \sim 100$ будут попадать в настоящее время в область $\lambda \sim 10-65 \mu\text{m}$, однако потоки в этих линиях малы: $F_\nu < 10^{-2}$ Ян.

* Для этого, впрочем, нет никаких оснований, поскольку отсутствуют механизмы, способные обогатить тяжелыми элементами оболочки звезд главной последовательности, имеющие изначально первичный состав.

Если же предположить, что в атмосфере предсверхновой присутствовала пыль (см. сноску на предыдущей стр.), то в результате вспышки она будет разрушена на самых ранних стадиях, когда скорость ударной волны превышает 10^2 — 10^3 км/с [13]. По-видимому, пыль может формироваться и приводить к наблюдательным проявлениям лишь на более поздних стадиях: в атмосферах красных гигантов населения II (уже обогащенных тяжелыми элементами), или в достаточно плотных облаках (см. по этому поводу [14]), предшествующих образованию звезд населения II.

6. *Обсуждение.* Энерговыведение звезд населения III ограничено величиной $\varepsilon \sim 2 \cdot 10^{16}$ эрг/г — такое значение необходимо для производства тяжелых элементов в количествах, характерных для самых старых звезд Галактики: $Z \sim 10^{-4}$. Столь малого значения ε совершенно недостаточно, чтобы привести к заметному избытку квантов в виновской области спектра реликтового излучения [1]. Тем не менее, инфракрасное фоновое излучение, создаваемое звездами населения III, может быть в принципе наблюдаемо на высоких галактических широтах, если только температура пыли вдали от плоскости Галактики не слишком велика: $T_d < 10$ К. На рис. 1 поток ИК-излучения от звезд населения III сравнивается с потоком, создаваемым межзвездной пылью в направлении на галактический полюс; приняты следующие параметры пыли: радиус пылинки $a = 10^{-5}$ см, относительная концентрация пылинок $n_d/n = 10^{-12}$, фактор эффективности поглощения в области $\lambda = 30$ — $100 \mu m$ $Q \sim 10^{-3}$, плотность газа на луче зрения в направлении $b = 90^\circ$ принята равной $N \sim 10^{20}$ см $^{-2}$ (см. [15]).

Недавно появилось сообщение об обнаружении фонового инфракрасного излучения в интервале длин волн $\lambda = 2$ — $5 \mu m$ с плотностью энергии, сравнимой с плотностью 2.7-градусного реликтового фона ρ_{BB} (цитируется по [16]). В [16] происхождение этого излучения связывается с энерговыведением сверхмассивных звезд населения III ($M > 200 M_\odot$, $z > 40$). Для того, чтобы обеспечить энергетику наблюдаемого на 2— $5 \mu m$ ИК-излучения, вклад таких звезд в полную плотность вещества во Вселенной должен составлять $\Omega_* \sim 1$. Однако, согласно расчетам [17, 18], звезды с массами $M > 100 M_\odot$ должны производить в процессе своей эволюции значительное количество гелия (~ 0.5 по массе), поэтому при $\Omega_* (M > 200 M_\odot) = 1$ они могут обеспечивать избыточное обогащение окружающего газа гелием (см. также [19]). Ниже мы обсудим другие возможности.

Звезды O5 населения III будут давать фоновое ИК-излучение с максимумом в спектре на длине волны $\sim 5 \mu m$, если $z_f \sim 30$, при этом плотность энергии ИК-фона будет равна:

$$\rho_{ИК} = 4\pi c r_*^2 n_* (z_f) \left(\frac{T_*}{1+z_f} \right)^4 t_*$$

С учетом полученного в разделе 2 ограничения на n_* , найдем $\rho_{ИК} < 3 \cdot 10^{-14} \text{ эрг/см}^3$. Для $\Omega_b \sim 0.1$ это дает значение, на два порядка меньшее плотности энергии реликтового излучения ρ_{BB} . Звезды с эффективной температурой $T_* \neq 40\,000 \text{ К}$ будут давать отличный от приведенного выше вклад; если потребовать, чтобы при $T_* \neq 40\,000 \text{ К}$ максимум $B(T_*, \nu)$ соответствовал в настоящее время ближнему ИК-диапазону, то $\rho_{ИК}$ изменяется примерно как T_* , поэтому при разумных вариациях T_* можно лишь незначительно увеличить вклад массивных звезд населения III в $2-5 \mu m$ — фоновое излучение.

Для звезд с массой $M \sim M_\odot$, которые поставляют в межзвездную среду незначительное количество тяжелых элементов, ограничения, аналогичные (2), отсутствуют, поэтому при определенных значениях параметров n_* и z_f для таких звезд можно было бы получить плотность энергии излучения в интервале $\lambda = 2-5 \mu m$, сравнимую с ρ_{BB} . Однако, как легко оценить из (4)–(6), в этом случае такие звезды создают поток в видимой области спектра $G_* \sim 10^{-5} \text{ фотон/см}^2 \text{ с Гц ср.}$, превышающий наблюдаемый. Если каждая из этих звезд окружена пылевой оболочкой*, в которой видимое излучение трансформируется в ИК, с концентрацией частиц $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, относительной концентрацией пыли $n_d/n \sim 10^{-14}$ и размером оболочки $R_{sh} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}$, то при $z_f = 4$ и $\Omega_* \sim 10^{-3}$ они могут обеспечить плотность энергии излучения в ближнем ИК-диапазоне, близкую к ρ_{BB} , но для этого следует предположить, что пылевая оболочка характеризуется временем жизни $t_{sh} \sim t_* \sim 10^{10} \text{ лет}$. Это слишком большая величина — для современных условий время существования околозвездных оболочек имеет порядок 10^5-10^6 лет .

Оценим, наконец, вклад в ИК-излучение от маломассивных звезд населения II ($M \sim 0.1 M_\odot$), для которых максимум распределения энергии излучения приходится на $\lambda \sim 3 \mu m$. Из выражений (4)–(6) плотность энергии излучения можно оценить величиной:

$$\rho_{ИК} \simeq \frac{100 \pi^2 r_*^2 n_* h \nu_1^4}{H_0 c^3 (1+z_f)^3}$$

* Это возможно для звезд населения II.

здесь $r_1 \sim 5 \cdot 10^9$ см, $v_1 \sim 1.4 \cdot 10^{14}$ Гц. В этом случае $\rho_{\text{ИК}} \sim \rho_{\text{ВВ}}$ при $n_1 \sim 5 \cdot 10^{-63} (1+z)^3 \text{ см}^{-3}$, т. е. $\Omega_* \sim 0.2$. По-видимому, такую возможность также следует исключить, так как столь высоким значениям плотности вещества в стандартном космологическом нуклеосинтезе соответствует чрезмерно малое содержание догалактического дейтерия: по числу частиц $[D]/[H] < 2 \cdot 10^{-6}$. К тому же условия для образования маломассивных звезд менее благоприятны, чем для массивных. Если же предположить, что образование маломассивных звезд было инициировано звездами спектральных классов ОВ, то для того, чтобы в звездах $M \sim 0.1 M_{\odot}$ было заключено $\Omega_* \sim 0.2$ (при плотности светящегося вещества Вселенной $\Omega_b < 0.1$), необходимо принять слишком высокую эффективность переработки газа в звезды:

$$\eta \sim \frac{\Omega_*}{\Omega_* + \Omega_b} > 0.7.$$

7. Заключение. Энерговыведение, соответствующее производству металлов, наблюдаемых в звездах населения II, невелико ($\sim 2 \cdot 10^{16}$ эрг/г), поэтому поток излучения, приходящий к нам от тех звезд, которые обеспечили начальное загрязнение вещества Вселенной тяжелыми элементами (население III), мал. Лишь в направлении на галактический полюс он может превышать поток, создаваемый межзвездной пылью, при условии, что температура пыли достаточно низка: $T_d < 10$ К, и в этом случае может быть наблюдаем.

Не исключено, что значительная часть звезд населения III являлась же очень массивными объектами с $M > 200 M_{\odot}$. Превращаясь в черные дыры, такие звезды могли бы вносить вклад в инфракрасное фоновое излучение [16], однако, для того, чтобы обеспечить обнаруженный недавно избыток ИК-фона с $\lambda = 2-5 \mu m$, вклад таких объектов в полную плотность вещества должен быть слишком большим $\Omega_* (M > 200 M_{\odot}) = 1$ — это может привести к переобогащению вещества гелием.

Маломассивные звезды населения II ($M \sim 0.1 M_{\odot}$) могут давать поток фонового излучения в ближнем ИК-диапазоне ($\lambda \sim 3 \mu m$), сравнимый с наблюдаемым лишь в том случае, если средняя плотность вещества, содержащегося в них, составляет $\Omega_* \sim 0.2$ — эта величина представляется слишком большой. Из возможных источников фонового ИК-излучения заведомо должны быть исключены звезды промежуточных масс ($M \sim 1 M_{\odot}$), так как они дают слишком большой фон в видимой области спектра. Таким образом, в настоящее время трудно указать удовлетворительный ме-

ханизм, который мог быть ответственным за наблюдаемое в ближнем ИК-диапазоне ($\lambda = 2-5 \mu m$) фоновое излучение.

Автор благодарен Б. В. Вайнеру за замечания.

Волгоградский государственный
университет

INFRARED BACKGROUND RADIATION GENERATED BY POPULATION III STARS

YU. A. SHCHEKINOV

The spectrum of infrared background radiation produced by primordial stars is calculated. It has been shown that IR-flux is of the order of 50 Jy/sr at wavelengths $\lambda = 15-30 \mu m$ and 200 Jy/sr at $\lambda = 150-300 \mu m$ provided these stars have enriched prepopulation II with metals: $Z \lesssim 10^{-4}$. The flux of nearby IR-background ($\lambda = 2-5 \mu m$) generated by small massive stars ($M = 0.1-1 M_{\odot}$) and massive stars ($M = 60 M_{\odot}$) is estimated. It has been shown that this flux is too small compared with the observable.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. P. Woody, P. L. Richards, Phys. Rev. Lett., 42, 925, 1979.
2. M. Rowan-Robinson, J. Negroponte, J. Silk, Nature, 281, 635, 1979.
3. L. Puget, J. Heyvaerts, Astron. and Astrophys., 83, L10, 1980.
4. J. Negroponte, M. Rowan-Robinson, J. Silk, Astrophys. J., 248, 38, 1981.
5. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979.
6. T. Yonegata, Publ. Astron. Soc. Jap., 25, 349, 1973.
7. А. Г. Дорошкевич, И. Г. Колесник, Астрон. ж., 53, 10, 1976.
8. J. Silk, Astrophys. J., 211, 638; 214, 1977.
9. Ю. А. Щекинов, Кандидатская диссертация. Тарту, 1978.
10. R. A. Chevalier, Fundam. Cosmic Phys., 7, 1, 1981.
11. T. A. Weaver, S. Woosley, in "Supernovae Spectra", eds. R. Meyerott, G. Gillespie, La Jolla, N.-Y., 1980, p. 15.
12. J. M. Shull, J. Silk, Astrophys. J., 249, 26, 1981.
13. D. J. Hollenbach, C. F. McKee, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 555, 1979.
14. И. Г. Колесник, Астрон. ж., 55, 911, 1978.
15. R. Weiss, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 18, 489, 1980.
16. B. J. Carr, J. McDowell, H. Sato, Nature, 306, 666, 1983.
17. R. Talbot, W. D. Arnett, Nature, 229, 150, 1971.
18. W. D. Arnett, J. R. Bond, B. J. Carr, NATO Summer School on Supernovae, Cambridge, 1982.
19. M. Rowan-Robinson, P. Tarbat, in "Progress in Cosmology", ed. A. W. Wolfendale, D. Reidel, 1982, p. 101.