

МИКРОВОЛНОВОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В НАПРАВЛЕНИЯХ НА СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

Р. А. СЮНЯЕВ

Вследствие рассеяния фотонов микроволнового фона на горячих электронах, скопления галактик с горячим межгалактическим газом можно рассматривать как мощные источники субмиллиметрового излучения и «отрицательные» источники в миллиметровом диапазоне. Рассчитаны поток излучения от скопления, его спектр и зависимость «светимости» от красного смещения. Получено изменение яркости фона в направлении на скопление в приближении одного рассеяния. Результаты расчета близки к результатам простого решения задачи на основе диффузионного уравнения Компанейца (применение которого в случае оптически тонкого газа некорректно).

MICROWAVE BACKGROUND RADIATION IN THE DIRECTIONS TO THE CLUSTERS OF GALAXIES, by R. A. S u n y a e v. Clusters of galaxies containing hot intergalactic gas may be considered as powerful sources of submillimeter radiation and «negative» sources at millimeter wavelengths due to scattering of the microwave background photons on hot electrons. The radiation flux density from the cluster, its spectrum and the «luminosity» dependence on the redshift, are computed. The microwave background brightness in the direction to the cluster is evaluated in the single scattering approximation. The results of the computations are close to those of the simple solution of this problem based on the Kompaneets diffusion equation. (The use of this equation in the case of optically thin gas is incorrect).

Ряд радиоастрономических групп (Парийский, 1973; Галл и Нортвер, 1975; Лейк и Партридж, 1977; Рудник, 1978; Биркиншоу и др., 1978; Фаббри и др., 1978) ведут наблюдения эффекта понижения яркостной температуры фонового радиоизлучения (Сюняев и Зельдович, 1972) в направлениях на богатые скопления галактик.

Скопления галактик содержат горячий межгалактический газ с температурой порядка 5—10 кэВ (Ли и др., 1973; Калхейн, 1978), т. е. фактически являются облаками горячей плазмы.

Обсуждаемый эффект связан с изменением частоты радиофотонов при томсоновском рассеянии на горячих электронах с температурой $kT_e \gg \gg h\nu$. Частота фотонов изменяется из-за доплер-эффекта и в среднем возрастает. Вследствие этого интенсивность фона уменьшается в рэлей-джинсовской части спектра и возрастает в виновской (рис. 1).

Ранее Зельдовичем и Сюняевым (1969) была получена формула, описывающая изменение интенсивности фона I_ν вследствие комптонизации:

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = y \frac{x e^x}{e^x - 1} \left\{ x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right\}. \quad (1)$$

При выводе этой формулы использовано уравнение

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial y} = x \frac{\partial}{\partial x} x^4 \frac{\partial}{\partial x} \frac{I_\nu}{x^3}, \quad (2)$$

получающееся из уравнения Компанейца (1956), если отбросить в последнем члены, описывающие изменение частоты фотонов вследствие эффекта отдачи. Уравнение (2) справедливо при $kT_e \gg h\nu$, что имеет место в интересующем нас случае. Здесь и ниже

$$y = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{kT_e(l)}{m_e c^2} \sigma_T N_e(l) dl = \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau_T,$$

$x = h\nu/kT_r$ — безразмерная частота, T_r — температура излучения. Напомним, что

$$\lambda = \frac{hc}{xkT_r} = \frac{0.48}{x} \left(\frac{3K}{T_r} \right) \text{ см.}$$

Уравнение (2) описывает диффузионное движение фотонов вверх по оси частот. Строго говоря, оно применимо лишь при рассмотрении эволю-

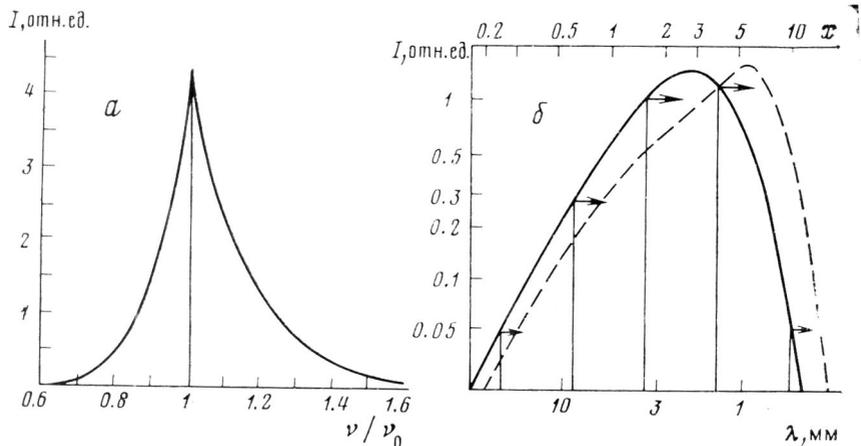


Рис. 1. Изменение спектра монохроматической линии (a , $kT_e = 5.1$ кэВ) и чернотельного спектра (b , $y = 0.15$) при рассеянии на горячих электронах. Определение величин x и y см. в тексте

ции со временем спектра излучения в бесконечной однородной среде, когда велико число рассеяний. Оптическая толщина облаков межгалактического газа в скоплениях галактик составляет лишь $\tau_T \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$. Вероятность того, что фотон испытывает в облаке хотя бы одно рассеяние, мала, и диффузионное приближение, вообще говоря, неприменимо. Ниже рассчитывается изменение интенсивности микроволнового фона в направлениях на скопления в приближении одного рассеяния. Доля фотонов фона, приходящих из данного направления и испытывающих одно рассеяние, равна τ_T .

1. Профиль монохроматической линии после одного рассеяния на горячих максвелловских электронах. Дирак (1925), Эдмондс (1953), Бабуэль-Пейриссак и Рувийа (1970), Зельдович и др. (1972) искали ядро интегрального кинетического уравнения

$$\frac{dI_\nu(\nu)}{d\tau_T} = -I_\nu(\nu) \int P(\nu \rightarrow \nu') d\nu' + \int I_\nu(\nu') \frac{\nu}{\nu'} P(\nu' \rightarrow \nu) d\nu', \quad (3)$$

описывающего изменение частоты фотонов при рассеянии изотропного излучения на горячих электронах с $kT_e \gg h\nu$. Согласно Бабуэль-Пейриссаку и Рувийа (1970),

$$P(\nu' \rightarrow \nu) = \frac{1}{4\pi} \int K(\nu', \Omega' \rightarrow \nu, \Omega) d\Omega' d\Omega = 2\pi \int_{-1}^1 K(\nu' \rightarrow \nu, \mu) d\mu,$$

где

$$K(v' \rightarrow v, \mu) = \frac{3}{16\pi} \left(\frac{m_e c^2}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{v}{v'} \cdot \frac{(1 + \mu^2)}{g} \exp \left\{ - \frac{m_e c^2 (v - v')^2}{2k T_e g^2} \right\}, \quad (4)$$

Ω и Ω' характеризуют направления распространения фотона до и после рассеяния, $\mu = (\Omega\Omega')$ — косинус угла рассеяния, $g^2 = v^2 + (v')^2 - 2vv'\mu$. Мы пренебрегли изменением частоты фотона вследствие эффекта отдачи.

Проинтегрировав $K(v' \rightarrow v, \mu)$ по μ , получаем

$$P(u) du = \frac{1}{160} \left(\frac{m_e c^2}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{(1+u)^5}{u^3} \cdot \left\{ \left[3 - Q^2(u) - 10 \frac{1+u^2}{(1+u)^2} + 15B(u) \right] \cdot \exp \left(- \frac{Q^2(u)}{2} \right) - 15B(u) Q(u) \cdot \Phi[Q(u)] \right\}, \quad (5)$$

где

$$u = \frac{v}{v'}, \quad Q^2(u) = \frac{m_e c^2}{k T_e} \left(\frac{1-u}{1+u} \right)^2,$$

$$B(u) = \frac{u^4 + 6u^2 + 1}{(1+u)^4} + \frac{2}{3} Q^2(u) \frac{1+u^2}{(1+u)^2} + \frac{1}{15} Q^4(u), \quad \text{а } \Phi(z) = \int_{|z|}^{\infty} e^{-z^2/2} dz$$

— интеграл вероятности, $Q(u) \geq 0$. Легко показать, что $P(v \rightarrow v') dv' = \left(\frac{v'}{v} \right)^2 P(v' \rightarrow v) dv' = - \frac{P(u)}{u^2} du$. Отметим, что вид $P(u)$ существенно упрощается, если предположить, что угловая функция рассеяния не рэлеевская $f(\mu) = 3/8 (1 + \mu^2)$, а изотропная $f(\mu) = 1/2$. В этом случае

$$P(u) = \frac{1}{2} \left(\frac{m_e c^2}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{1}{u} \right) \cdot \left[\exp \left(- \frac{Q^2(u)}{2} \right) - Q(u) \Phi(Q(u)) \right].$$

Подставляя $I_v(v') = A\delta(v' - v_0)$ в (3), видим, что спектр фотонов монохроматической линии после одного рассеяния на максвелловских электронах с $kT_e \gg hv_0$ и усреднения по углам вылета фотонов имеет вид

$$I_v(v) = \frac{v}{v_0} P(v_0 \rightarrow v) = \frac{uP(u)}{v_0},$$

приведенный на рис. 1 и 2. Этот спектр имеет угловую точку при $v = v_0$, т. е. $u = 1$ (Зельдович и др., 1972), и не похож на привычный доплеровский профиль. Вид функции $P(v_0 \rightarrow v)$ был рассчитан ранее Поздняковым и др. (1979) методом Монте-Карло для различных соотношений между kT_e и hv_0 .

Решение уравнения (2) имеет вид (Зельдович и Сюняев, 1969)

$$I_v(v, y) = \int_0^{\infty} \frac{v}{v'} I_v(v', y=0) \mathcal{P}(v' \rightarrow v) dv', \quad (6)$$

$$\mathcal{P}(v', v) = \frac{v^2}{(v')^3} \exp \left\{ - \frac{(3y + \ln v/v')^2}{4y} \right\} \frac{1}{\sqrt{4\pi y}}.$$

где

Подставляя $I_v(v', y=0) = A\delta(v' - v_0)$ в (6), находим, как профиль монохроматической линии эволюционирует во времени:

$$I_v(v) = \frac{1}{v_0 \sqrt{4\pi y}} \exp \left\{ - \frac{(\ln u - 3y)^2}{4y} \right\}. \quad (7)$$

На рис. 2 для сравнения с (5) представлен спектр (7) при $y = kT_e/m_e c^2 = 0.01$, что соответствует одному рассеянию на электронах с $kT_e = 0.01 m_e c^2$ в приближении уравнения Компанейца.

2. Чернотельный спектр после однократного рассеяния. Лишь равная $\tau_T \ll 1$ доля фотонов микроволнового фона, приходящих к нам от

скопления галактик, испытала в нем рассеяние на электронах. Поэтому изменение интенсивности фона равно

$$\Delta I_{\nu} = \tau_T \left\{ -I_{\nu}(\nu) \int_0^{\infty} P(\nu \rightarrow \nu') d\nu' + \int_0^{\infty} I_{\nu}(\nu') \frac{\nu}{\nu'} P(\nu' \rightarrow \nu) d\nu' \right\}.$$

Предполагая, что фон имеет спектр, близкий к чернотельному:

$$I_{\nu} = B_{\nu} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} (e^x - 1)^{-1},$$

получаем

$$\frac{\Delta I_{\nu}}{I_{\nu}} = -\tau_T \int_0^{\infty} \left(\frac{e^x - 1}{e^x u - 1} - 1 \right) \frac{P(u)}{u^2} du = A(x) \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau_T. \quad (8)$$

В таблице сравниваются результаты расчета $\Delta I_{\nu}/I_{\nu}$ по формулам (1), (8) и (6) для $kT_e = 0.01 m_e c^2$. Сравниваются коэффициенты $A(x)$. Видно,

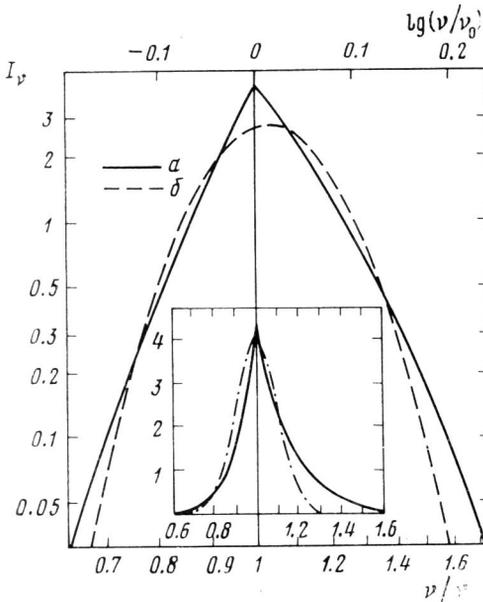


Рис. 2. Сравнение точного ядра интегрального кинетического уравнения (а) и ядра Компанейца (б). $kT_e = 5.1$ кэВ. На вставке то же сравнение приведено в линейном масштабе

что при $x < 10$ отличие в результатах невелико. Этого следовало ожидать, так как уравнение Компанейца (2) легко получается фоккер-планковским разложением уравнения (3) с ядром (4) (Бабуэль-Пейриссак и Рувийа, 1970). Сравнение с результатами расчета для $kT_e = 10^{-4} m_e c^2$ показало, что отличие пропорционально $kT_e/m_e c^2$, чего также следовало ожидать. Используя выражение (8), можно найти превышение потока энергии фона в $\frac{1}{2}$ направлении на скопление:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I_{\nu}}{I_{\nu}} &= \frac{1}{I} \int_0^{\infty} \Delta I_{\nu'} d\nu' = \frac{\tau_T 8\pi (kT_e)^4}{I c^2 h^3} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} x^3 \left(-\frac{1}{e^{x/u} - 1} + \frac{1}{e^x - 1} \right) \frac{P(u)}{u^2} dx du = \\ &= -\tau_T \int_0^{\infty} (u^4 - 1) \frac{P(u)}{u^2} du. \end{aligned} \quad (9)$$

При выводе этой формулы использован тот факт, что спектр микроволнового фона близок к чернотельному; $I = b T_e^4$ задается формулой Стефана —

x	$\Delta I_V/I_V$			x	$\Delta I_V/I_V$		
	формула (1)	формула (8)	формула (6)		формула (1)	формула (8)	формула (6)
0.01	-2.01	-2.444	-1.99	6	12.21	12.00	11.47
0.1	-2.100	-2.235	-2.08	7	21.11	21.545	20.36
0.3	-2.30	-2.443	-2.273	7.5	26.33	27.47	25.79
0.5	-2.49	-2.653	-2.46	8	32.05	34.29	31.96
1	-2.905	-3.07	-2.86	9	45.03	51.06	46.81
1.78	-3.207	-3.344	-3.14	10	60.01	73.00	65.59
2	-3.1779	-3.306	-3.1047	11	77	101.74	89.24
2.5	-2.868	-2.978	-2.80	12	96	139.54	119.01
3	-2.165	-2.27	-2.217	13	117	189.62	156.5
3.5	-1.018	-1.163	-1.050	14	140	256.39	203.98
4	0.608	0.4196	0.466	15	165	346.333	264.2
4.5	2.735	2.497	2.45	16	192	468.50	341
5	5.375	5.0915	4.926	20	320	1648	548.2

Больцмана. При $kT_e = 0.01 m_e c^2$ расчет по формуле (9) дает $\Delta I/I = 4.44 \cdot 10^{-2} \tau_T$, в то время как из уравнения Компанейца следует

$$\frac{\Delta I}{I} = 4y = 4 \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau_T = 4 \cdot 10^{-2} \tau_T.$$

Точный релятивистский расчет потерь энергии электронами скопления в поле микроволнового фона позволяет определить $\Delta I/I = 4.12 \cdot 10^{-2} \tau_T$, что указывает на недостаточную точность ядра (5).

3. Скопления как источники субмиллиметрового излучения. Изменение интенсивности микроволнового фона в направлении на скопление можно

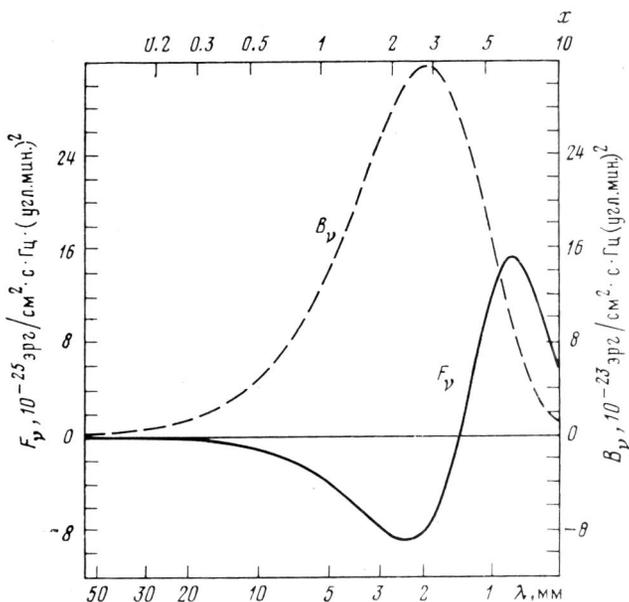


Рис. 3. Спектр микроволнового излучения скопления галактик с горячим межгалактическим газом: $kT_e = 5.1$ кэВ ($T_e = 5.9 \cdot 10^7$ К), $\tau_T = 0.1$. Для сравнения приведен (в другом масштабе) спектр чернотельного излучения с $T_r = 2.7$ К

трактовать как наличие протяженного источника излучения, имеющего специфический спектр. Таким образом, рассеяние фотонов микроволнового фона на электронах межгалактического газа в скоплениях галактик делает скопления мощными источниками субмиллиметрового излучения. В то же время в сантиметровом и миллиметровом диапазонах скопления

должны проявлять себя как «отрицательные» источники (рис. 3). Минимум спектральной плотности потока от скопления приходится на $x = 2.26$, т. е. $\lambda = 2.1$ мм, а максимум — на $x = 6.51$, т. е. $\lambda = 0.74$ мм. При $x = 3.83$, $\lambda = 1.25$ мм спектральная плотность потока равна нулю.

При данной оптической толщине τ_T спектральная плотность потока из единицы телесного угла в направлении на скопление не зависит от красного смещения z , на котором находится скопление. От z зависят лишь угловые размеры скопления и интегральный поток излучения.

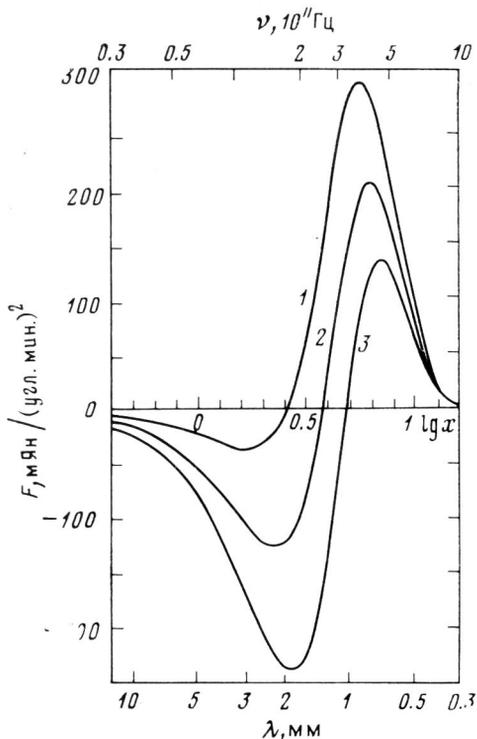


Рис. 4. Зависимость спектра излучения скопления галактик от его peculiarной скорости. 1 — $v = -3000$ км/с; 2 — $v = +3000$ км/с (знак плюс соответствует удалению скопления). $kT_e = 5.1$ кэВ, $\tau_T = 0.1$, $T_r = 3$ К

Легко найти светимость скопления. Скорость отбора энергии излучением у одного электрона, согласно уравнению Компанейца, равна

$$\frac{dE_e}{dt} = -\frac{4kT_e}{m_e c^2} \sigma_T E_r c,$$

где E_r — плотность энергии фонового излучения. В скоплении M_{IGG}/m_p электронов, где M_{IGG} — масса горячего межгалактического газа. Потери энергии этим газом вследствие комптонизации равны

$$W^- = -\frac{4kT_e}{m_e c^2} \sigma_T E_r c \frac{M_{IGG}}{m_p}. \quad (10)$$

Рассчитаем отдельно светимость скопления в субмиллиметровом диапазоне L^+ и светимость «отрицательного» источника. Ясно, что каждая из «светимостей» будет описываться формулой типа (10), в которой изменится лишь численный коэффициент. При расчете этого коэффициента удобно воспользоваться решением (4). Светимость в любом диапазоне пропорциональна интегралу от ΔI_ν по частоте. Чтобы найти ΔI_ν , достаточно подставить в (4) вместо I_ν выражение для чернотельного спектра. Задача

сводится к интегрированию следующей функции:

$$\Psi = \int_a^b \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left\{ x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right\} dx \left| \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx. \right.$$

При $a = 0$, $b = 3.83$ имеем $\Psi_1 = -1.3537$, при $a = 3.83$, $b \rightarrow \infty$ получаем $\Psi_2 = 5.3537$, а при $a = 0$, $b \rightarrow \infty$ находим $\Psi_3 = 4$. Таким образом

$$L^- = -\frac{1.3537kT_e}{m_e c^2} \sigma_T E_r c \frac{M_{IGG}}{m_p} = 2 \cdot 10^{43} \left(\frac{kT_e}{5.11 \text{ кэВ}} \right) \left(\frac{T_r}{3\text{К}} \right)^4 \left(\frac{M_{IGG}}{10^{14} M_\odot} \right) (1+z)^4 \text{ эрг/с,}$$

$$L^+ = \frac{5.3537kT_e}{m_e c^2} \sigma_T E_r c \frac{M_{IGG}}{m_p} = 7.8 \cdot 10^{43} \left(\frac{kT_e}{5.11 \text{ кэВ}} \right) \left(\frac{T_r}{3\text{К}} \right)^4 \left(\frac{M_{IGG}}{10^{14} M_\odot} \right) (1+z)^4 \text{ эрг/с}$$

и $L^+/L^- = -3.955$. Отметим, что эти светимости быстро нарастают с ростом z (в 410 раз к $z = 3.5$). Таким образом, скопления галактик могут проявлять себя как один из самых мощных источников субмиллиметрового излучения во Вселенной, сравнимых по светимости с квазарами. Главные отличия — это отсутствие переменности и большие угловые размеры, а также уникальность предсказываемого спектра.

4. Учет пекулярной скорости скопления. Ранее нами отмечалось (Сюняев и Зельдович, 1972, 1980), что наличие у скопления пекулярной скорости относительно микроволнового фона также должно изменять интенсивность фона в направлении на скопление:

$$I_\nu = B_\nu \left(1 + \frac{d \ln B_\nu}{d \ln T_r} \frac{\Delta T}{T_r} \right), \quad \text{т. е. } \Delta I_\nu = \frac{2 (kT_r)^3}{h^2 c^2} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \frac{v_r}{c}.$$

Температура фона изменяется в соответствии с эффектом Доплера:

$$T = T_r (1 + v_r/c),$$

где v_r — радиальная компонента пекулярной скорости. В зависимости от знака v_r интенсивность фона либо возрастает, либо уменьшается. На рис. 4 приведена интенсивность фона в направлении на скопление в зависимости от пекулярной скорости скопления. Учтены как влияние пекулярной скорости, так и эффекты, связанные с рассеянием на горячих электронах. Малые эффекты складываются линейно. Видно, что наличие заметной пекулярной скорости существенно сказывается на спектре излучения в направлении на скопление.

Автор благодарен Я. Б. Зельдовичу за полезные обсуждения.

Ин-т космических исследований
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
18 февраля 1980 г.

ЛИТЕРАТУРА

- Бабуэль-Пейриссак и Рувейя* (Babuel-Peyrissac J. P., Rouvillois G.), 1970. J. Quant. Spectr. and Radiat. Transf., 10, 1277.
Биркиншоу и др. (Birkinshaw M., Gull S. F., Northover K. J. E.), 1978. Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 185, 245.
Галл и Нортховер (Gull S. F., Northover K. J. E.), 1975. Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 173, 535.
Дирак (Dirac P. A.), 1925. Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 85, 825.
Зельдович Я. Б. и Сюняев Р. А., 1969. Astrophys. and Space Sci., 4, 301.
Зельдович Я. Б., Левиц Е. В. и Сюняев Р. А., 1972. Ж. эксперим. и теор. физ., 62, 1392.
Калхейн (Culhane J. L.), 1978. In «Large-scale structure of the Universe», ed. M. S. Longair, J. E. Einasto, Reidel, Dordrecht.
Компанеев А. С., 1956. Ж. эксперим. и теор. физ., 31, 876.
Ли и др. (Lea S. M., Silk J., Kellogg E., Murray S.), 1973. Astrophys. J. (Letters), 184, L105.
Лейк и Партридж (Lake G., Partridge R. B.), 1977. Nature, 270, 502.
Парийский Ю. Н., 1973. Астрон. ж., 50, 453.
Поздняков Л. А., Соболев И. М. и Сюняев Р. А., 1979. Astron. and Astrophys., 75, 214.
Рудник (Rudnick L.), 1978. Astrophys. J., 223, 37.
Сюняев Р. А. и Зельдович Я. Б., 1972. Comments Astrophys. and Space Phys., 4, 173.
Сюняев Р. А. и Зельдович Я. Б., 1980. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 190, 443.
Фаббри и др., 1978 (Fabbri R., Melchiorri F., Natale V.), 1978. Astrophys. and Space Sci., 59, 223.
Эдмондс (Edmonds F. N.), 1953. Astrophys. J., 117, 298.