

уравнения (1.8) немедленно следует равенство $T_A = T_0$, а при $x \gg 1$ яркостная температура оказывается систематически ниже термодинамической. В дальнейшем нам потребуются наряду со спектральными интегральные характеристики реликтового излучения: плотность энергии ϵ_γ , концентрация квантов n_γ , плотность энтропии S_γ и средняя по спектру энергия квантов $\bar{E}_\gamma$. Все эти величины определяются для РИ стандартным образом [Ландау, Лифшиц, 1984], безотносительно к его космологической природе,

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_\gamma &= \sigma T_0^4 = 4,24 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3, & n_\gamma &= 0,244 \left(\frac{kT_0}{\hbar c} \right)^3 = 414 \text{ см}^{-3}, \\ S_\gamma &= \frac{4}{3} \frac{\epsilon_\gamma}{kT_0} = 1,496 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}, & \bar{E}_\gamma &= \frac{\epsilon_\gamma}{n_\gamma} = 1,02 \cdot 10^{-15} \text{ эрг}, \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

где $\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{15 \hbar^3 c^3} = 7,5640 \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{К}$ – постоянная излучения и $\hbar = h/2\pi$.

1.2.1. Электромагнитное излучение космоса

В начале этой главы мы уже упоминали о том, что проявление различного рода электромагнитных излучений космоса рассматривалось пионерами исследований РИ в качестве одного из серьёзных источников помех. Однако, в отличие от реликтового, электромагнитные излучения оптического, ультрафиолетового, рентгеновского, γ -диапазона, а также длинноволновое ($\lambda > 1 \text{ м}$) радиоизлучение имеют некосмологическую природу. Важнейшими характеристиками этих электромагнитных фонов является, как и в случае РИ, интенсивность и степень изотропии распределения на небе. В этом разделе нас будет интересовать главным образом изотропная внегалактическая компонента, получающаяся после вычитания из полного сигнала составляющей, связанной с активностью нашей Галактики. На рис. 1.2 [Halpern, Scott, 1990] приведено совместное распределение различных электромагнитных фонов по данным работ [Lagache et al., 1998; Hauser et al., 1998, Dwek, Arendt, 1998; Pozzetti et al., 1998; Miyaji et al., 1998; Sreekumar et al., 1998; Kappadath et al., 1999]. В длинноволновом пределе ($\lambda > 10^3 \text{ мм}$) отчётливо просматривается вклад от внегалактических радиоисточников, характери-

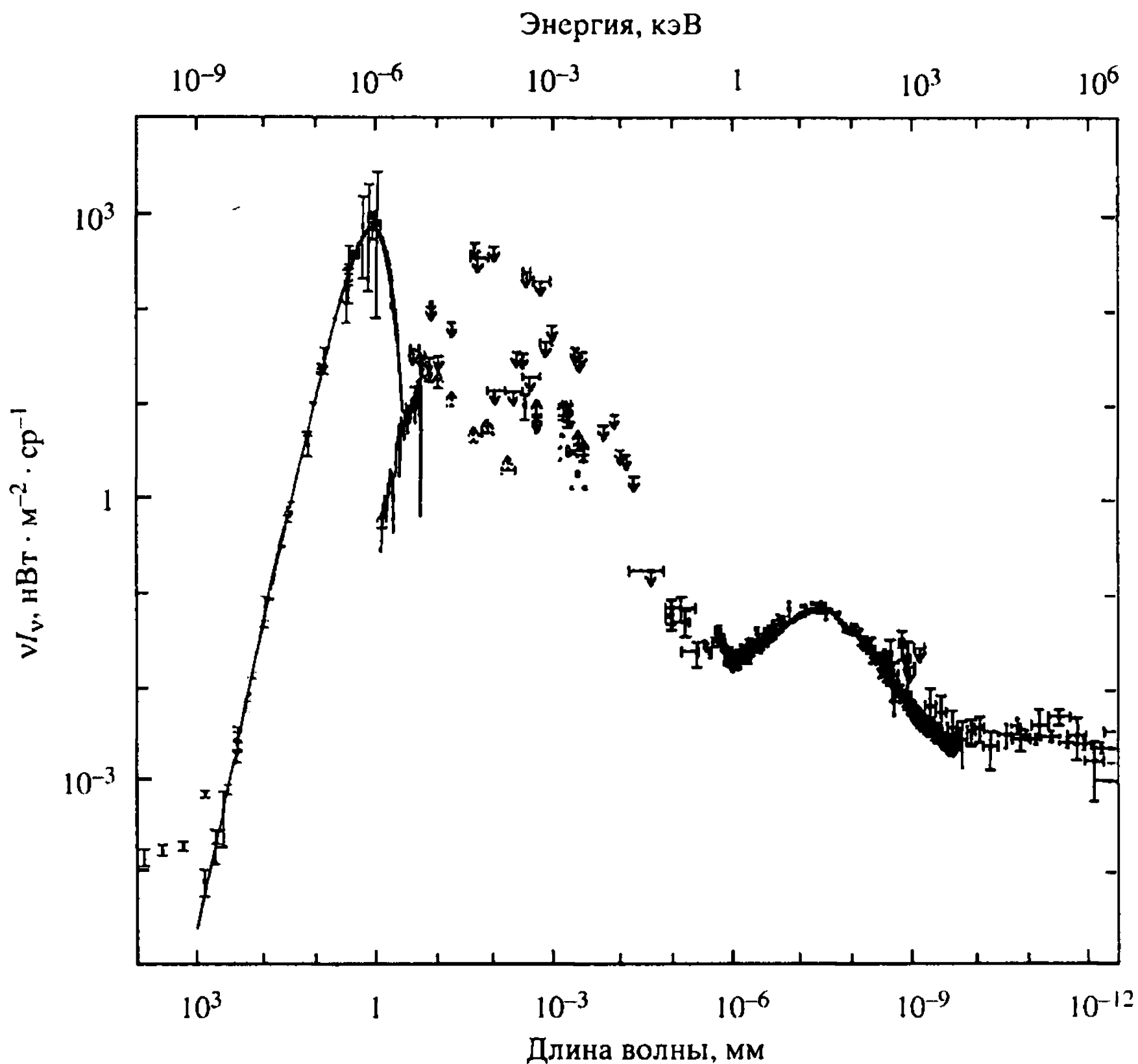


Рис. 1.2. Спектральная мощность внегалактического электромагнитного излучения во Вселенной

зуемый степенным спектром

$$I_\nu \simeq 6 \cdot 10^3 \left(\frac{\nu}{1 \text{ ГГц}} \right)^\alpha \text{ Дж ср}^{-1} \quad (1.10)$$

с показателем спектра $\alpha = -0,8 \pm 0,1$ [Longair, 1993] и 20%-ной неопределённостью в амплитуде. Суммарный вклад этого компонента в полную плотность энергии излучения крайне мал, однако роль этого фона оказывается весьма существенной для выяснения природы источников так называемых космических лучей сверхвысоких энергий ($E \geq 10^{20}$) эВ [Blasi, 1999; Bhattacharjee, Sigl, 2000; Doroshkevich, Naselsky, 2002].

Заметим однако, что возрастание интенсивности $I_\nu \propto \nu^{-0.8}$ при $\nu \rightarrow 0$ имеет место лишь до частот $\nu \sim 1 \div 3$ МГц. На это указывают данные [Clark et al., 1970; Simon, 1977; Longair, 1993] (см.

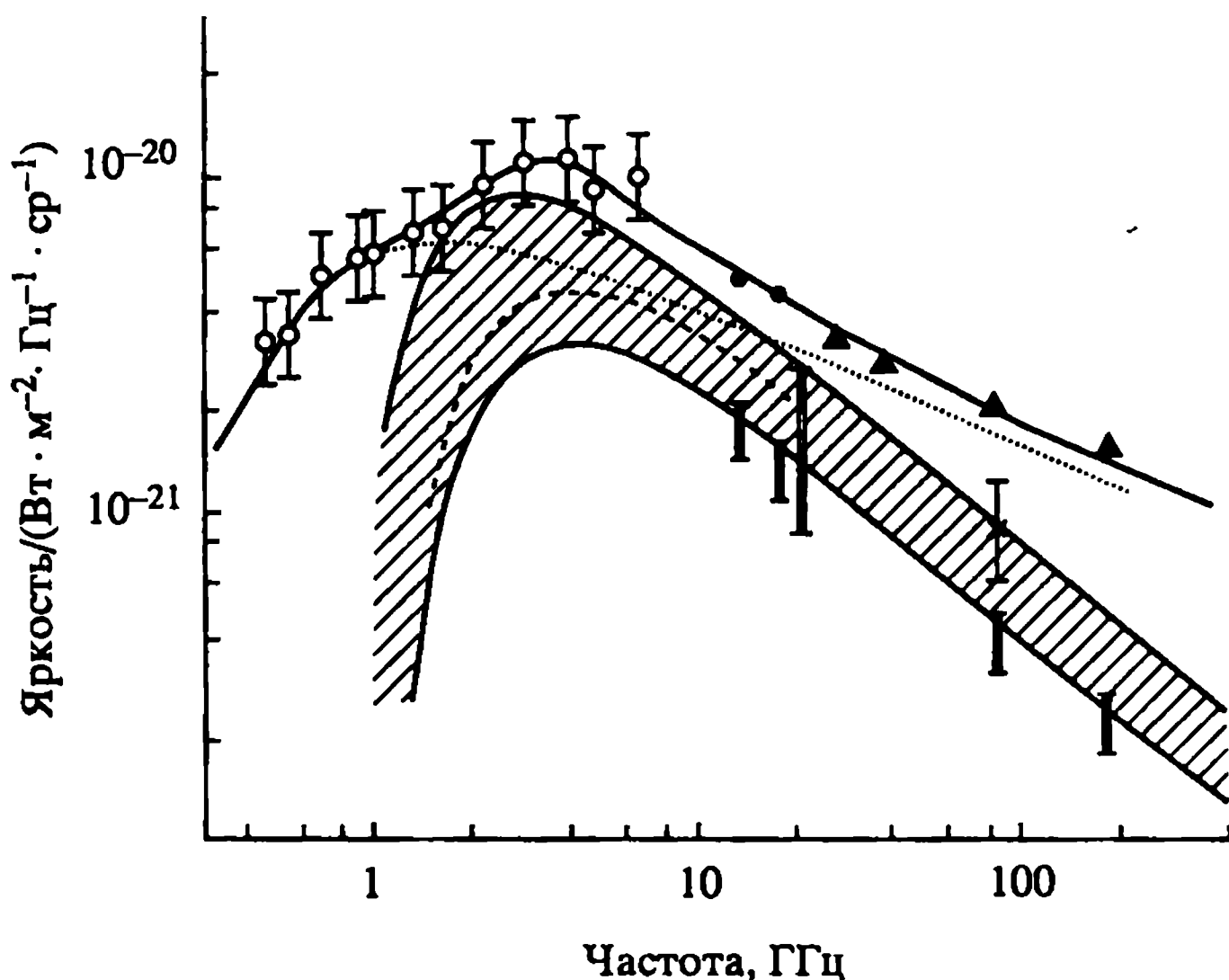


Рис. 1.3. "Излом" в спектре внегалактического радиофона

также рис. 1.3). При $\nu \leq 3$ МГц наклон I_ν изменяется и эффективный показатель становится равным $\alpha \approx 1$. Причины такого поведения могут быть связаны с синхронным самопоглощением излучения в источниках, ответственных за формирование длинноволнового радиофона [Longair, 1993].

Возвратимся, однако, к обсуждению фоновых излучений вне диапазона доминирования РИ. Наиболее полный обзор имеющихся наблюдательных данных в инфракрасном диапазоне длин волн от 1 мм до 10^{-3} мм дан в работах [Hauser, 1998] и [Gispert et al., 2000]. Заметим, что исследования диффузного космического инфракрасного излучения имеют сравнительно недавнюю историю, хотя данные об интенсивности этого фона позволяют получить уникальную информацию об эволюции догалактической материи, динамики формирования галактик и звёзд. По-видимому, впервые указания на существование этого фона были получены в ракетных экспериментах (см., например, [Hauser et al., 1991]). Впоследствии ИК-фон специально исследовался с помощью DIRBE инструмента в рамках уже неоднократно упоминавшегося проекта COBE. В сочетании с FIRAS инструментом этого же проекта [Gispert et al., 2000] удалось получить уникальные данные о спектральных характеристиках инфракрасного излучения в диапазоне от 100 мк до 1 см, приведённые на рис. 1.4. На этом же рисунке приведены данные для оптического и

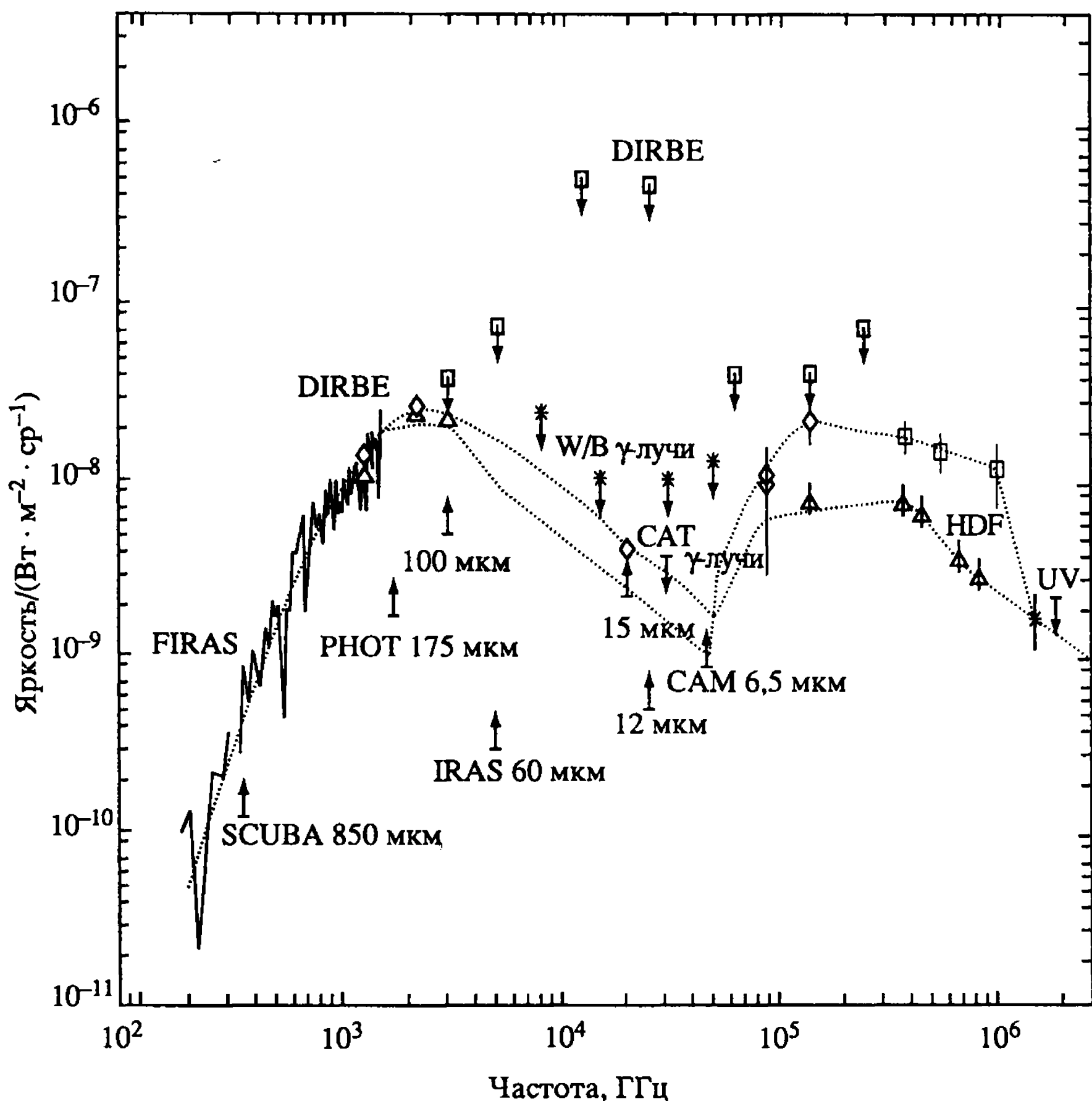


Рис. 1.4. Спектр внегалактического излучения от ультрафиолетового до миллиметрового диапазонов ([Gispert et al., 2000])

ультрафиолетового диапазонов, непосредственно следующих (по мере возрастания энергии квантов) за ИК-излучением. Важной особенностью этих диапазонов, как и в случае с ИК-фоном, является их генетическая связь с формирующимися в процессе эволюции Вселенной молодыми галактиками (оптический диапазон $0,15 \div 2,3$ мк); диффузной тепловой эмиссией межгалактической среды и интегральной ультрафиолетовой (УФ) светимостью галактик и квазаров (УФ-диапазон; $\lambda \approx 1000 \div 2500 \text{ \AA}$) (см. [Gispert et al., 2000] и соответствующие ссылки там).

В оптическом диапазоне в интервале длин волн $\lambda \approx 3200 \div 24\,000 \text{ \AA}$ распределение интенсивности излучения доста-

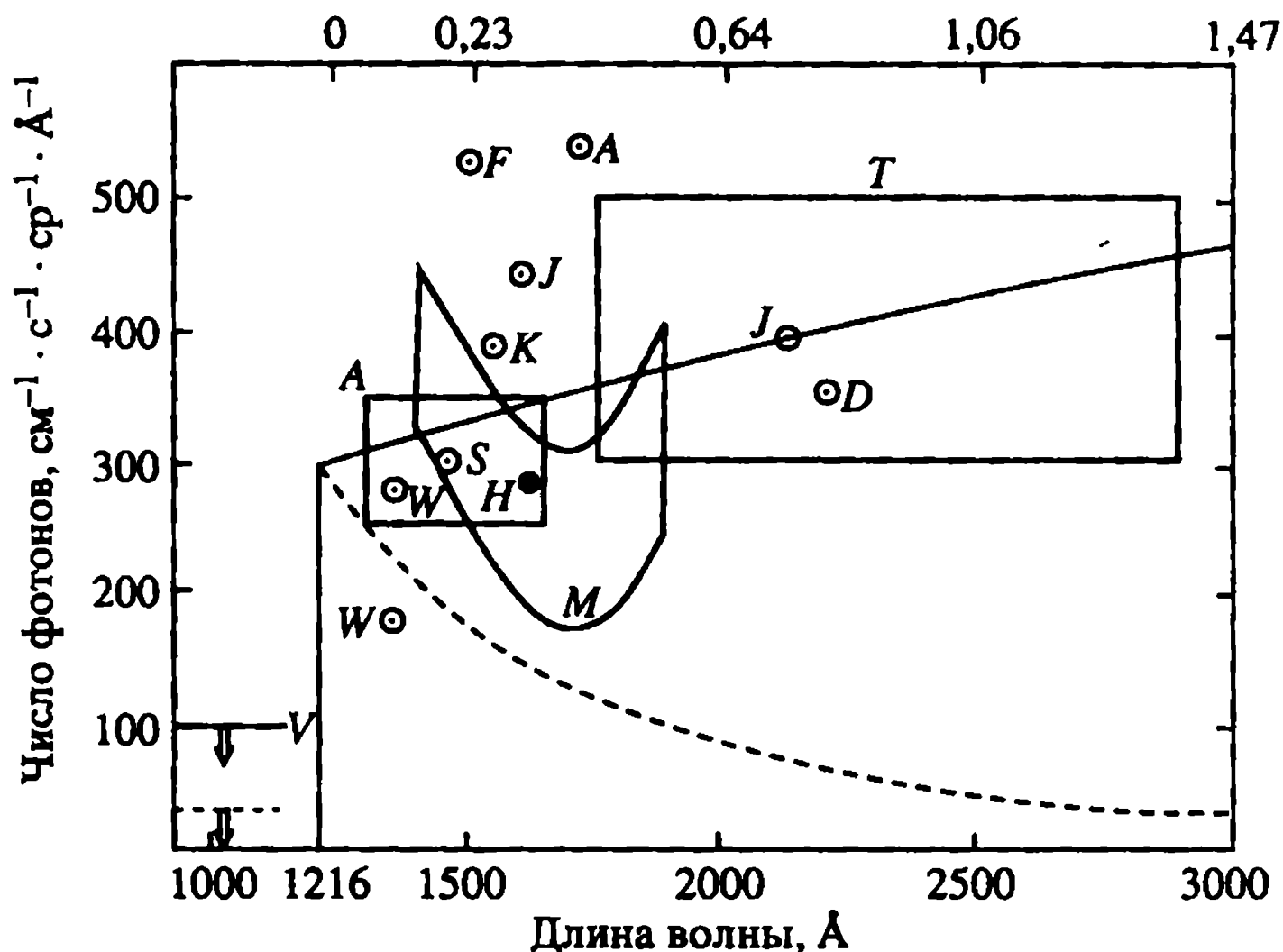


Рис. 1.5. Ожидаемые пределы и наблюдательные данные по спектру внегалактического UV [Henry and Murthy, 1996]. Буквами обозначены соответствующие наблюдения: V – [Holberg, 1986] – сплошная линия и калибровка [Cook et al., 1989] – пунктирная линия. A ([Andersen et al., 1979]), M ([Martin and Bowyer, 1990]), T ([Tennyson et al., 1988]), H ([Hurwitz et al., 1990]), W ([Weller, 1983]), S ([Parese et al., 1979]), J ([Jakobsen et al., 1984]), K ([Onaka, 1990]), D ([Joubert et al., 1983]), F ([Fix et al., 1989]). Тонкая сплошная линия соответствует модели расширяющихся облаков – источников рекомбинационного излучения. Штриховая – [Murthy, 1996]

точно хорошо описывается законом

$$\lambda F_{\lambda} \approx A(\lambda) 10^{-6} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}), \quad (1.11)$$

где коэффициент $A = 2,5^{+0,07}_{-0,04}$ при $\lambda = 3600 \text{ Å}$, $A = 2,9^{+0,09}_{-0,05}$ при $\lambda = 4500 \text{ Å}$ и $\lambda = 6500 \text{ Å}$, $A = 2,6^{+0,3}_{-0,2}$ при $\lambda = 9000 \text{ Å}$ [Gispert et al., 2000]. Как видно из этих данных, коэффициент A можно считать практически независимым от длины волны в широком интервале изменения λ . Лишь начиная с 2 мкм (22 000 Å) наблюдается почти двукратное увеличение амплитуды $A(\lambda)$ вплоть до $A = 7 \pm 1$ [Gispert et al., 2000]. В отличие от оптической ситуация в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне не является столь очевидной. Здесь крайне трудно выделить галактическую и внегалактическую компоненты. Считается (см., например, [Jakobsen, 1984; Henry, Murthy, 1996], что УФ-наблюдения на высоких галактических углах выделяют главным образом внегалактическую компоненту, хотя до конца остаётся неясным, насколько сильно она искажается из-за влияния нашей Галактики. На рис. 1.5

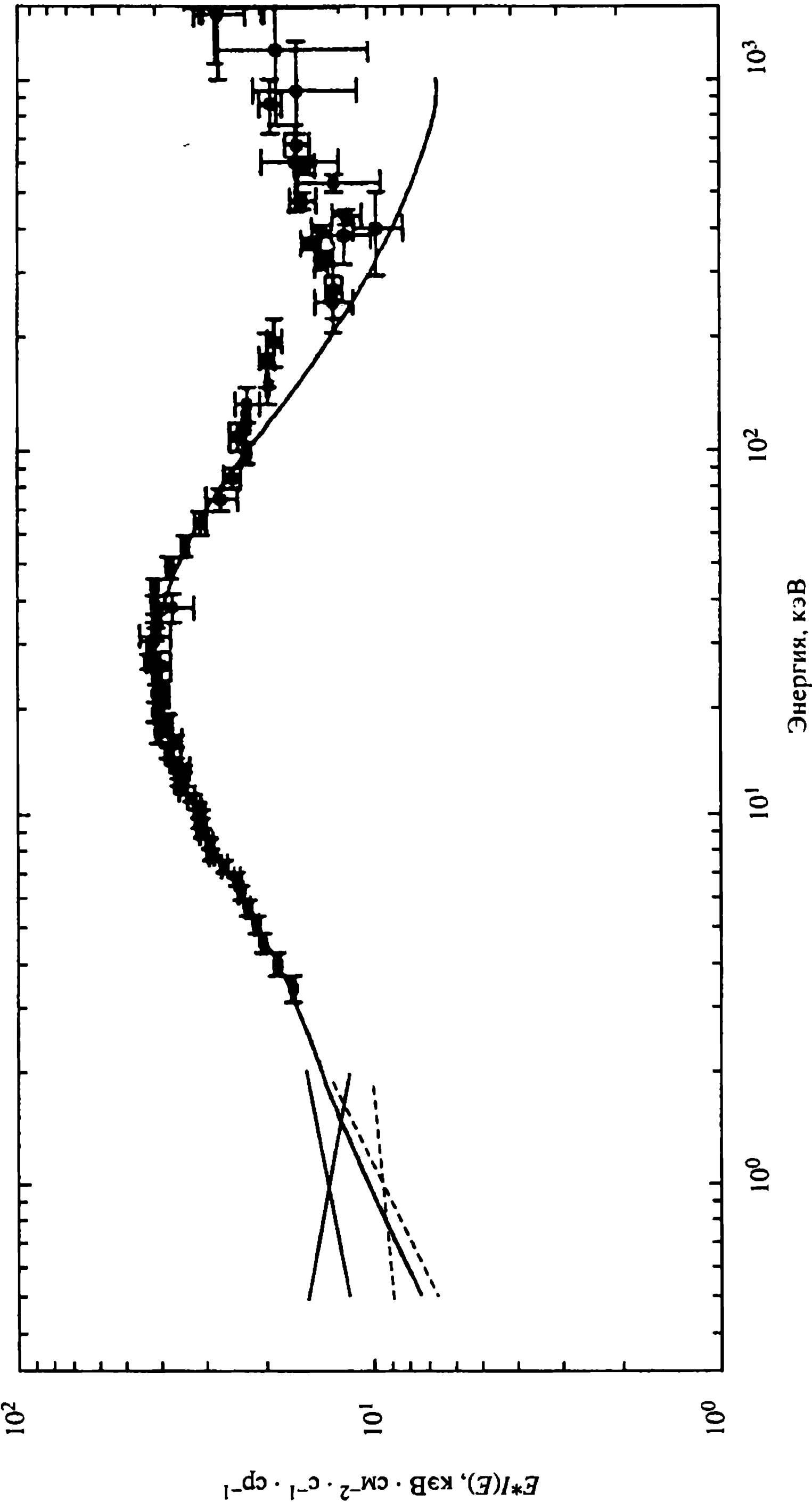


Рис. 1.6. Спектр рентгеновского фона в диапазоне $1 \div 10^3$ кэВ [Zamorani, 1996]. Сплошные линии соответствуют моделям формирования фона (см. [Zamorani, 1996; Gehels, Cheng, 1996])

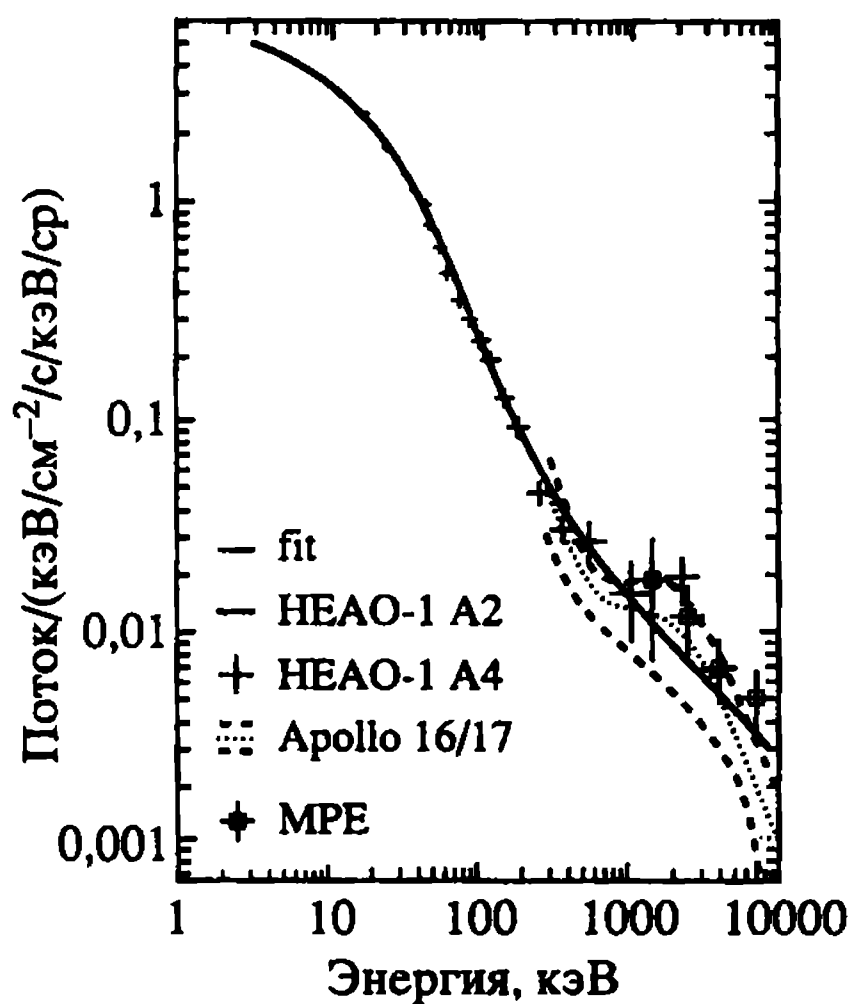
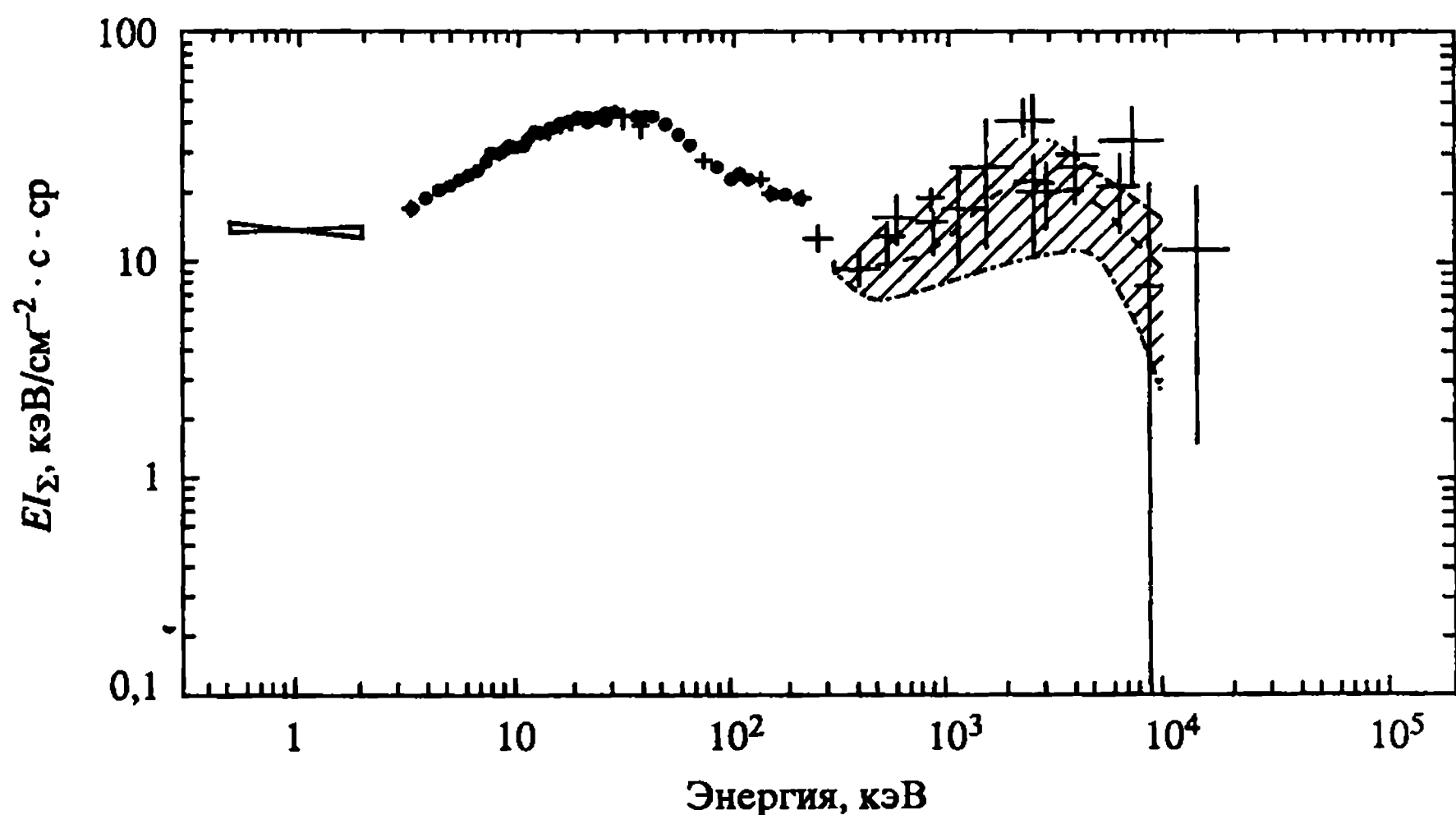


Рис. 1.7. Спектр диффузного, рентгеновского и гамма-фонов [Gruber, 1992]

Рис. 1.8. Пик в спектре гамма-фона [Gruber, 1992]. Зона $0,5 \div 2$ кэВ соответствует данным ROSET [Hasinger, 1992]



приведено распределение потока частиц в интервале $\lambda \approx 1000 \div 3000 \text{ \AA}$ из [Jakobsen et al., 1984] с учётом экспериментальных данных в этом спектральном диапазоне.

Двигаясь по шкале длин волн космического излучения, после УФ-диапазона мы попадаем в область диффузного рентгеновского излучения, приходящегося на длины волн от 10^{-9} до 10^{-6} мм (рис. 1.6). Примечательно, что этот диапазон длин волн стал изучаться ещё до открытия реликтового излучения. Уже в 1962 г. в ходе ракетных экспериментов была зарегистрирована диффузная рентгеновская компонента в сочетании с открытием

мощных дискретных источников рентгеновского излучения [Zamogani, 1993; Gehrels, Cheng, 1996]. Последовавшие затем рентгеновские обзоры неба с помощью спутников UNURU, ARIEL V, EINSTEIN, ROSAT, GINGA и др. позволили уверенно идентифицировать спектр диффузной компоненты, обладающей максимумом при энергиях квантов $\bar{E} \approx 25$ кэВ и степенными асимптотиками при $E < \bar{E}$ и $E > \bar{E}$ с показателями $\alpha_1 \approx 0,4$ и $\alpha_2 \approx 1,4$ соответственно.

На рис. 1.7 приведены данные о спектре диффузного рентгеновского фона из работы [Zamogani, 1993] в совокупности с ожидаемым вкладом ядер активных галактик и квазаров. Результаты исследований роли сейфертовских галактик 1-го и 2-го типов в совокупности с учётом роли квазаров с рентгеновскими светимостями $L_x \geq 5 \cdot 10^{44}$ эрг/с показывают, что эта компонента диффузного космического фона сформирована при сравнительно небольших красных смещениях $z < 3$. Заметим, что избыток интенсивности квантов при $E > 10^2$ кэВ вплоть до 1 МэВ претерпевает излом в диапазоне $E \geq 1$ МэВ, что наглядно видно на рис. 1.7 и рис. 1.8. В γ -области спектра, если следовать работе [Gehrels, Cheng, 1996], для квантов с энергией $E > 1$ МэВ интенсивность $I(E) \propto E^{-\alpha}$ может быть аппроксимирована набором степенных функций с показателями $\alpha \approx 0,7$ при $E \approx 1$ МэВ и $\alpha \approx 1,7$ при $2 \text{ МэВ} < E < 10 \text{ МэВ}$. Для функции $E I(E)$ распределение квантов по энергии отчётливо проявляется в форме пика (рис. 1.8). Заметим, что природа этого диффузного фона долгое время оставалась неясной несмотря на многочисленные попытки идентификации возможных источников его формирования. Вплоть до конца 90-х годов в гамма-диапазоне было зарегистрировано лишь несколько мощных источников гамма-излучения, таких как 3C273, CenA NGC4151 и NGC8-11-11 [Bassani et al., 1985]. Ситуация с гамма-фоном радикально изменилась после успешного запуска специализированного спутника COMPTON. В табл. 1.2 приведены результаты обработки данных этого проекта по отождествлению источников жёсткого γ -излучения с одновременным сопоставлением их активности в оптическом и радиодиапазоне.

В заключение этого раздела нам хотелось бы привести сводку наблюдательных данных по распределению интенсивности космических лучей (КЛ) с энергией выше 10^2 МэВ и вплоть до максимально достижимых в настоящее время энергий $\sim 10^{21}$ эВ. На рис. 1.9 показано распределение потока космичес-

Таблица 1.2

Название	OVV	BL Lac	Сверхсвети- мость	Радиоизлу- чение	Плоский радио- спектр ¹	Оптич. поляри- зация > 3%
0202 + 149 (4C + 15,05)				•	•	•
0208–512 PKS				•	•	•
0235+164 (OD+160)			•	•	•	•
0420–014 (OA 129)	•			•	•	•
0454–463 PKS				•	•	
0528+134 PKS	•			•	•	
0537–441 PKS		•		•	•	•
0716+714		•	?	•	•	
0836+714 (4C+71,07)	•		•	•	•	
1101+384 (Mrk 421)		•	•	•	•	
1226+023 (3C273)			•	•	•	•
1253–055 (3C279)	•		•	•	•	•
1406–076				•	•	
1606+106 (4C+10,45)				•	•	
1633+382 (4C+38,41)	•			•	•	
2052–474				•	•	
2230+114 (CTA 102)			•	•	?	•
2251+158 (3C454,3)	•		•	•	•	•

¹ Радиоисточники с плоским радиоспектром $\alpha_r > -0,5$ (в спектральном интервале $2 \div 5$ ГГц).

Таблица 1.2 (окончание)

Название	Разность положения ²	Неопреде- лённость положения ³	Поток $10(10^{-6} \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1})$ $10(E > 100 \text{ МэВ})$	Фотонный спектральный индекс	z	Относительная светимость ⁴
0202 + 149 (4C + 15,05)	0,3°	0,4°	$0,3 \pm 0,1$			
0208–512 PKS	0,13°	0,13°	от 0,4 до 0,9	$-1,7 \pm 0,1$	1,00	2
0235+164 (OD+160)	0,10°	0,3°	$0,8 \pm 0,1$	$-2,0 \pm 0,2$	0,94	2,0
0420–014 (OA 129)	0,5°	0,4°	$0,4 \pm 0,1$		0,92	0,4
0454–463 PKS	0,27°	0,38°	$0,25 \pm 0,1$		0,86	0,3
0528+134 PKS	0,13°	0,15°	от 0,4 до 1,6	$-2,4 \pm 0,1$	2,06	от 4 до 13
0537–441 PKS	0,4°	0,6°	$0,3 \pm 0,1$	$-2,0 \pm 0,2$	0,894	0,2
0716+714	0,47°	0,4°	$0,20 \pm 0,06$	$-1,8 \pm 0,2$		
0836+714 (4C+71,07)	0,58°	0,50°	$0,15 \pm 0,04$		2,17	1,1
1101+384 (Mrk 421)	0,3°	0,4°	$0,14 \pm 0,03$	$-1,9 \pm 0,1$	0,031	0,0002
1226+023 (3C273)	0,2°	0,5°	$0,30 \pm 0,05$	$-2,4 \pm 0,1$	0,158	0,008
1253–055 (3C279)	0,083°	0,08°	от 0,6 до 4,9	$-2,0 \pm 0,1$	0,54	от 0,3 до 2
1406–076	0,2°	0,4°	$1,0 \pm 0,2$		1,49	2
1606+106 (4C+10,45)	0,42°	0,50°	$0,5 \pm 0,2$		1,23	1,6
1633+382 (4C+38,41)	0,08°	0,15°	от 0,4 до 1,4	$-2,0 \pm 0,1$	1,81	от 3 до 11
2052–474	0,35°	0,5°	$0,3 \pm 0,1$		1,489	0,6
2230+114 (CTA 102)	0,3°	0,4°	$0,24 \pm 0,07$	$-2,4 \pm 0,07$	1,037	0,5
2251+158 (3C454,3)	0,25°	0,22°	$0,8 \pm 0,1$	$-2,0 \pm 0,1$	0,859	0,5

² Разность между определением положения по гамма-излучению и известным положением идентифицированного источника. Большая часть данных являются предварительными.

³ 68%-ная вероятность, что данный источник находится внутри круга с данным радиусом. Большая часть данных являются предварительными.

⁴ Светимости ($> 100 \text{ МэВ}$) при $f \times 10^{48} \text{ эрг} \cdot \text{с}$, где f – фактор направленности. Чёрные жирные точки означают наличие у данного источника отмеченных свойств.

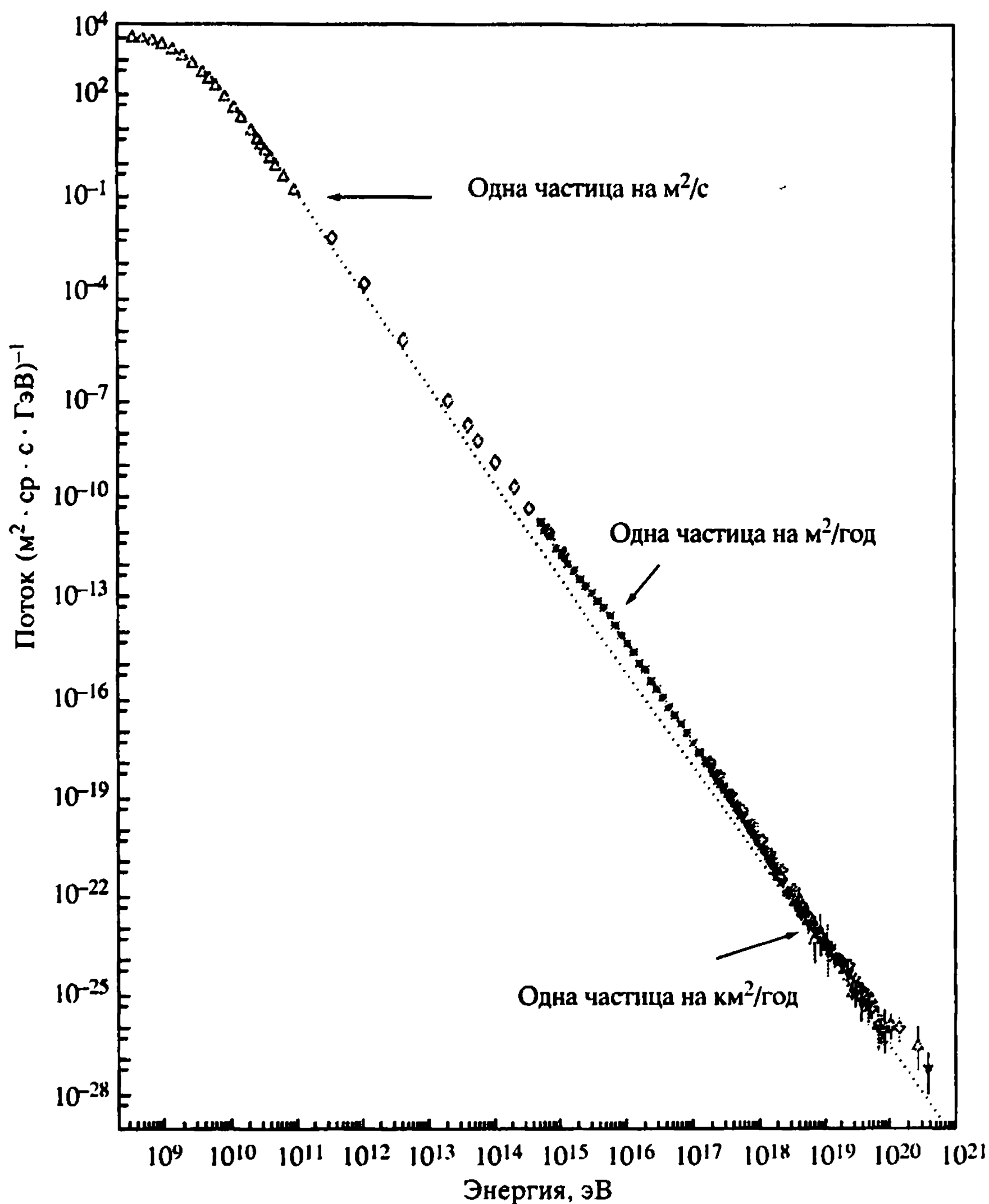


Рис. 1.9. Поток космических лучей в диапазоне $10^2 \text{ МэВ} < E < 10^{21} \text{ эВ}$

ких лучей по энергии без специального выделения электромагнитной компоненты. Общепринято, что в диапазоне энергий $10^{17} \div 10^{18} \text{ эВ}$ основными источниками формирования спектра космических лучей являются пульсары, ядра активных галактик, скопления галактик и ряд других не космологических источников ускорения частиц. Однако в диапазоне выше 10^{18} эВ , в особенности при $E \geq 10^{20} \text{ эВ}$, ситуация имеет менее тривиальный харак-

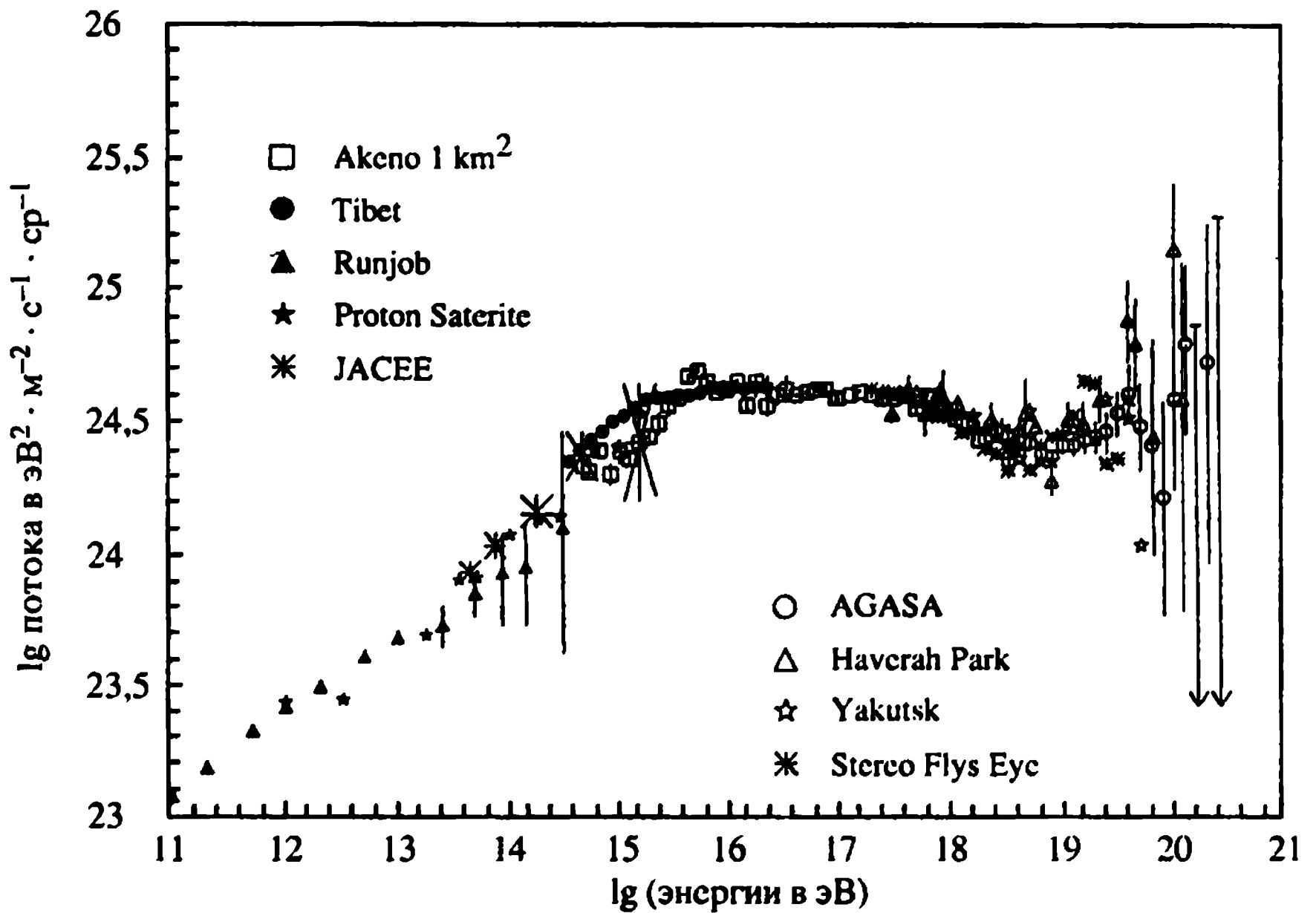


Рис. 1.10. Спектр UHECR по данным установок, отмеченных на рисунке

тер. Соответствующий комбинированный по данным экспериментов [Hayashida et al., 1994; Yoshida et al., 1995, Takeda et al., 1998; Ave et al., 2000; Yoshida, Dai, 1998; Lawrence et al., 1991] спектр так называемых космических лучей сверхвысоких энергий (UHECR) приведён на рис. 1.10. Заслуживает особого внимания тот факт, что несколько десятков событий зарегистрировано в диапазоне энергий выше так называемого Грайзен–Зацепин–Кузьмин-предела [Greisen, 1966; Зацепин, Кузьмин, 1966],

$$E_{\text{GZK}} \approx 7 \cdot 10^{19} \left(\frac{\bar{E}}{10^{-3} \text{ эВ}} \right)^{-1} \text{ эВ, где } \bar{E} - \text{средняя энергия фона}$$

реликтового излучения. Суть проблемы UHECR заключается в том, что характерная длина свободного пробега нуклонов на реликтовом излучении ($\gamma_{\text{СМВ}} + p \rightarrow p + e^+ + e^- + \gamma_b$) оказывается ~ 20 Мпк [Greisen, 1966]. В этом случае наблюдаемый поток космических лучей у Земли должен характеризоваться существенной корреляцией между направлением прихода КЛ и ожидаемыми источниками их генерации. Однако данные экспериментов свидетельствуют о высокой степени изотропии фона, что является поводом для обсуждения гипотезы его космологической природы.

Таблица 1.3. Распределение энергии в различных компонентах космического фона

Частотный диапазон	Интенсивность	Фракция плотности энергии
Радио	$[B\ m^{-2} \cdot sr^{-1}]$ $1,2 \times 10^{-12}$	$1,1 \times 10^{-6}$
СМВ	$9,96 \times 10^{-7}$	0,93
ИК	$4-5,2 \times 10^{-8}$	0,04-0,05
Оптический	$2-4 \times 10^{-8}$	0,02-0,04
Рентген	$2,7 \times 10^{-10}$	$2,5 \times 10^{-4}$
Гамма-излучение	3×10^{-11}	$2,5 \times 10^{-5}$

Завершая обзор современных данных по распределению космического излучения от радиодиапазона и до UHECR-энергий частиц, мы приводим в табл. 1.3 сводку интенсивностей различных компонент и их вклад в полную плотность электромагнитной энергии во Вселенной. Как видно из этой таблицы, 93% полной плотности энергии электромагнитного излучения составляет реликтовое излучение, а оставшиеся 7% в основном приходятся на оптический и инфракрасный диапазоны. Принимая во внимание тот факт, что диффузные компоненты формируются при красных смещениях $z \leq 3$, мы приходим к хорошо известному в космологии результату: в ранней Вселенной при $z \gg 3$ электромагнитная компонента материи была представлена лишь реликтовым излучением.

В процессе расширения Вселенной кванты реликтового излучения претерпевали доплеровский сдвиг частот, максимум спектра сдвигался в область низких энергий в соответствии с законом уменьшения температуры $T_R(z) = T_0(1 + z)$ [Zeldovich, Novikov, 1983]. При этом плотность энергии излучения ϵ_γ , концентрация квантов n_γ и плотность энтропии S_γ изменились с z по закону

$$\epsilon_\gamma = \bar{\epsilon}_\gamma (1 + z)^4, \quad n_\gamma = \bar{n}_\gamma (1 + z)^3, \quad S_\gamma = \bar{S}_\gamma (1 + z)^3, \tag{1.12}$$

где $\bar{\epsilon}_\gamma$, $\bar{n}_\gamma$, и $\bar{S}_\gamma$ соответствуют современным значениям при $z = 0$ (см. уравнение (1.9)).