

2.4. Астрофизические примеры спектров

Тепловые спектры. Спектры, наиболее близкие к чернотельным, это:

А) Спектры собственного излучения непрозрачных тел (планеты и другие твердые тела, межзвездные пылинки, нейтронные звезды в мягком рентгеновском диапазоне).

Б) Спектры звезд типа Солнца или более холодных — только в видимой области.

В) Спектр фонового (реликтового) излучения Вселенной. Реликтовое излучение соответствует $T \simeq 2.73$ К и имеет космологическое происхождение. Это кванты, родившиеся при рекомбинации первичной плазмы, остывающей вследствие расширения. Они перестали поглощаться и «перерабатываться» средой, когда благодаря уменьшившейся плотности и произошедшей рекомбинации электронов и ионов пространство стало прозрачным (нейтральные атомы практически не задерживают неионизирующее их излучение). До этой рекомбинации кванты, непрерывно поглощаясь и переизлучаясь, находились в тепловом равновесии с плазмой. После рекомбинации кванты практически не взаимодействуют с нейтральной средой и распространяются свободно. Низкая энергия квантов наблюдаемого излучения связана с большим красным смещением (они уменьшили свою энергию почти в 1000 раз), но спектр излучения, как был, так и остался планковским, только стал соответствовать в тысячу раз более низкой температуре³. Небольшие отклонения спектра фонового излучения неба от планковского распределения возникают по следующим причинам: 1) рассеяние на плазме, заполняющей скопления галактик; 2) движение наблюдателя относительно системы отсчета, в которой поток реликтового излучения равен нулю; 3) наличие небольших ($\Delta T/T \simeq 10^{-5} \div 10^{-6}$) неоднородностей интенсивности, связанных с флуктуациями плотности некогда излучившей свет среды. Из этих первичных неоднородностей впоследствии развились наблюдаемые крупномасштабные неоднородности в распределении галактик.

Нетепловые спектры. Наиболее известные примеры нетепловых спектров — спектры радиопульсаров (вращающихся нейтрон-

³Если в формуле Планка (2.6) заменить ν на $x\nu$, где x — численный коэффициент, то она все равно будет описывать функцию Планка, но с температурой xT (в x раз большей). Поэтому доплеровский сдвиг частоты (красное смещение в расширяющейся Вселенной) не меняет форму планковского спектра.

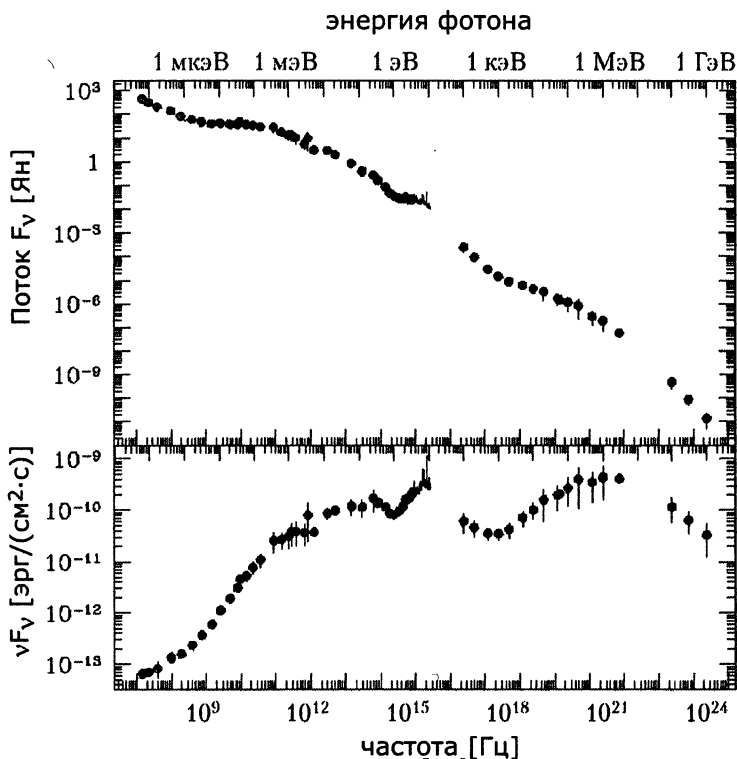


Рис. 2.5. Спектр квазара 3С 273 от радио до γ -диапазона. Сверху — поток F_ν в янских (единица измерения, 1 Ян = 10^{-26} Вт/($\text{м}^2 \cdot \text{Гц}$)). Снизу — величина νF_ν , максимум которой указывает на область частот с максимальным энерговыделением. По данным Türler et al. 1999, *Astron. Astrophys. Suppl.* 139, 89.

ных звезд с сильным магнитным полем), радиогалактик и квазаров, жестких рентгеновских источников, некоторых остатков сверхновых звезд. Эти спектры связаны с синхротронным излучением релятивистских электронов в магнитном поле и с процессами обратного комптоновского рассеяния «мягких» (как правило, тепловых) фотонов на релятивистских электронах (см. ниже). Характерной особенностью таких спектров является наличие степенной зависимости потока от частоты, $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, где показатель степени α обычно имеет значения от 0.5 до 1 (см. рис. 2.5). Отметим, что степенные зави-

симости потока в ограниченном диапазоне частот можно получить и для теплового излучения некоторых астрофизических источников (например, суммированием планковских кривых от слоев с изменяющейся температурой, как в оптически толстых аккреционных дисках вокруг компактных звезд). В таких случаях указанием на возможную нетепловую природу спектра обычно является отсутствие экспоненциального «завала» $F_\nu \sim \exp(-h\nu/kT)$ на высоких частотах, который всегда имеет место для теплового излучения с температурой T . Другими признаками нетеплового излучения является высокая степень поляризации (особенно для синхротронного излучения), а также физически неприемлемо высокая яркостная температура излучения. Например, для космических мазеров T_b может достигать значения $> 10^{20}$ К!

2.5. Задачи

1. Сферически-симметричное облако оптически тонкой тепловой плазмы сжимается адиабатически. В приближении Рэлея–Джинса найти зависимость яркостной температуры излучения и принимаемого потока излучения от радиуса облака. Коэффициент поглощения и массу облака считать постоянными. Плазму считать идеальным одноатомным газом.

Решение

а) $I_\nu = \tau_\nu S_\nu$, $S_\nu = B_\nu(T) \sim T$ (приближение Рэлея–Джинса),

б) $\tau = n(r)\sigma r \sim (1/r^3) \cdot r = 1/r^2$,

в) $pV^\gamma = \text{const}$, $pV \sim T \rightarrow T \sim V^{-2/3} \sim 1/r^2$ для $\gamma = 5/3$,

г) $T_b \sim I \sim \tau T \sim 1/r^2 \cdot 1/r^2 \sim 1/r^4$,

в) $F \sim r^2 I \sim 1/r^2$,

Ответ: $T_b \sim 1/r^4$, $F \sim 1/r^2$.

2. На луче зрения одно за другим располагается N одинаковых облаков тепловой плазмы с оптической толщиной τ . Чему равна интенсивность выходящего излучения вдоль луча зрения? Как она относится к интенсивности излучения от одного облака? Дать численный ответ для $\tau = 1$ и $N = 10$.

Решение

1. Формальный способ — из уравнения переноса:

а) $I_1 = S(1 - e^{-\tau})$, $I_2 = I_1 e^{-\tau} + S(1 - e^{-\tau}) = S(1 - e^{-2\tau})$, ..., $I_N = I_{N-1} e^{-\tau} + S(1 - e^{-\tau}) = S(1 - e^{-N\tau})$;

б) $I_N/I_1 = (1 - e^{-N\tau})/(1 - e^{-\tau})$.