

в соседнем наблюдаемом диапазоне. Водород на периферии галактик оказался в 100 раз более чувствительным детектором, чем счётчики на спутниках и ракетах. Полученный предел не так уж низок: он соответствует 10 000 ионизирующих фотонов, падающих на 1 см² поверхности галактик в 1 с.

Рентгеновский диапазон ($3 \cdot 10^{16}$ Гц $< \nu < 10^{20}$ Гц; $0,01 \text{ \AA} < \lambda < 100 \text{ \AA}$; $100 \text{ эВ} < \epsilon < 0,5 \text{ МэВ}$). Наблюдения с ракет, спутников и баллонов показали, что излучение в классич. рентг. области ($\lambda \sim 1 - 10 \text{ \AA}$) в высокой степени изотропно, т. е. имеет внегалактич. природу. Лишь в области мягких рентг. лучей (для фотонов с энергией $\epsilon < 250 \text{ эВ}$) обнаруживается сильная зависимость интенсивности диффузного излучения от галактич. координат. Спектр рентг. Ф. к. и. оказался степенным. Исследования практически всего неба при помощи приборов на спутниках позволили оценить амплитуду ($< 3\%$) мелкомасштабных угл. флуктуаций рентг. Ф. к. и. Эти наблюдения важны для космологии: в принципе, наблюдения дипольной анизотропии рентг. фона позволяют уточнить скорость движения Солнечной системы относительно системы координат, в к-рой изотропно фоновое излучение, создаваемое далёкими источниками. Наблюдения изотропии рентг. фона могут дать ценную информацию об однородности и изотропии Вселенной.

Главные источники рентг. Ф. к. и. до сих пор неизвестны. По-видимому, это ядра галактик, горячий межгалактич. газ в скоплениях галактик и квазары (обычные галактики дают не более 1% наблюдаемого рентг. фона). При глубоких обзорах ряда площадок неба с Эйнштейновской рентг. обсерватории (со спутника ХЕАО-Б, США, 1978) на каждом квадратном градусе было обнаружено до десяти рентг. источников. Их детальный анализ в оптич. диапазоне показал, что 20—30% из них — это квазары, 20—30% — далёкие галактики, 20—30% — звёзды нашей Галактики. Однако излучение этих объектов может обеспечить не более 50% интенсивности Ф. к. и. в рентг. диапазоне. Часть слабых рентг. источников не удаётся отождествить ни с оптическими, ни с радиообъектами. Планируются запуски рентг. спутников, к-рые должны будут снять карту всего неба в диапазоне от 0,5 до 1,5 кэВ и нанести на неё неск. сотен тыс. рентг. источников.

Происхождение рентг. Ф. к. и. может быть связано с рассеянием низкочастотных фотонов на релятивистских электронах космич. лучей (обратный Комптона эффект). При таком рассеянии энергия фотонов увеличивается во много раз и они попадают в рентг. диапазон. В ядрах галактик, по-видимому, эффективно многократное комптоновское рассеяние на тепловых электронах, приводящее к формированию жёсткого рентг. излучения в горячей нерелятивистской максвелловской плазме. Другим важнейшим механизмом излучения рентг. фотонов является тормозное излучение горячего газа.

Гамма-диапазон ($\nu > 10^{20}$ Гц; $\epsilon > 0,5 \text{ МэВ}$). Как и рентг. излучение, γ -излучение может возникать при обратном эффекте Комптона и как тормозное излучение релятивистских электронов при их взаимодействии с газом. Помимо этого, γ -фотоны могут рождаться и в других процессах. К ним относятся прежде всего столкновения протонов космич. лучей с ядрами атомов межзвёздной среды, приводящие к рождению π^0 -мезонов; аннигиляция протонов и антипротонов, сопровождающаяся рождением и последующим распадом π^0 -мезонов на два γ -фотона; кроме того, возбуждение нетепловыми частицами и последующее излучение ядер, аннигиляция электронов и позитронов. Т. к. сечения и вероятности всех этих процессов достаточно хорошо известны, теоретики заранее рассчитали ожидаемые потоки от дискретных источников γ -излучения, поток γ -излучения от плоскости нашей Галактики и оценили интенсивность фона γ -излучения.

Вселенная прозрачна для жёсткого γ -излучения вплоть до значений красного смещения $z \sim 100$. Поэтому по наблюдаемой интенсивности Ф. к. и. можно сделать важный

вывод о кол-ве антивещества во Вселенной: маловероятно, чтобы антивещества во Вселенной было бы столько же, сколько вещества (см. *Барьонная асимметрия Вселенной*). Действительно, за время, соответствующее изменению z от 0 до 100 (за это время реликтовое излучение охлаждается примерно в 100 раз — от 300 К до 2,7 К), проаннигилировало не более одной миллионной доли вещества Вселенной. Иначе интенсивность фонового γ -излучения намного превысила бы наблюдаемую. Можно ожидать, что высокая проникающая способность γ -излучения сделает γ -астрономию мощным орудием исследования эволюции Вселенной.

Лит.: Лонгейр М. С., Сюняев Р. А., Электромагнитное излучение во Вселенной, «УФН», 1971, т. 105, с. 41. Р. А. Сюняев.

ФОНОН — квант колебаний атомов кристаллич. решётки. Термин введён И. Е. Таммом по аналогии с квантом эл. магн. поля — *фотоном*. Рассматривание колебаний кристаллич. решётки основано на *адиабатическом приближении*, в рамках к-рого совокупности её структурных элементов (атомов, молекул, ионов) можно приписать потенц. энергию, зависящую от координат ядер. Эта энергия разлагается в ряд по степеням малых смещений ядер из их положения равновесия. Обычно в кристаллах смещения атомов малы вплоть до темп-ры плавления. Поэтому можно ограничиться гармонич. приближением, т. е. в разложении энергии оставить только квадратичные по смещениям слагаемые.

В гармонич. приближении динамич. состояние кристалла описывается совокупностью *нормальных колебаний* (волн). Каждое нормальное колебание определяется значением волнового вектора k , частота волны ω является ф-цией k . В кристалле, *элементарная ячейка* к-рого содержит r атомов, существует $3r$ типов разл. нормальных колебаний, отличающихся друг от друга не только зависимостью $\omega(k)$, но и поляризацией колебаний (см. *Колебания кристаллической решётки*). В гармонии, приближении колебат. энергия кристалла — сумма энергий нормальных колебаний.

Каждому нормальному колебанию можно поставить во взаимно однозначное соответствие *осциллятор* с частотой ω . Тогда колебат. часть энергии кристалла равна сумме энергий осцилляторов:

$$\mathcal{E}_{\text{хол}} = \sum \mathcal{E}_{\text{осц}} \quad (1)$$

Согласно квантовой механике, энергия осциллятора квантуется:

$$\mathcal{E}_{\text{осц}} = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2} \right) = \mathcal{E}_0 + n \hbar \omega, \quad (2)$$

где $n=0, 1, 2, \dots$ — целые числа, а \mathcal{E}_0 — энергия *нулевых колебаний*. Согласно ф-ле Планка (см. *Планка закон излучения*), ср. энергия осциллятора при темп-ре T равна

$$\langle \mathcal{E}_{\text{осц}} \rangle = \langle \mathcal{E}_{\text{осц}} \rangle + \langle n \rangle \hbar \omega, \quad (3)$$

где

$$\langle n \rangle = (e^{\hbar \omega / kT} - 1)^{-1}. \quad (4)$$

Приведённые ф-лы позволяют ввести квазичастицы — Ф., считая, что n — число Ф. i -го сорта с квазиволновым вектором k . Квазимпульс p и энергия \mathcal{E} Ф. равны $p = \hbar k$, $\mathcal{E} = \hbar \omega$, где k и ω — волновой вектор и частота соответствующей волны нормальных колебаний решётки. Скорость Ф. равна групповой скорости волны колебаний

$$v(k) = \frac{\partial \mathcal{E}(p)}{\partial p} \equiv \frac{\partial \omega(k)}{\partial k} \quad (5)$$

Зависимость $\mathcal{E}(p)$ наз. законом дисперсии Ф. Ср. число Ф. сорта i

$$\langle n_i \rangle = [\exp(\mathcal{E}_i(p)/kT) - 1]^{-1} \quad (6)$$

можно трактовать как равновесную ф-цию распределения Ф. i -го сорта в импульсном p -пространстве. Она совпадает с ф-цией распределения Бозе — Эйнштейна с *химическим*