

ГЛАВА X

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

* *

§ 112. Равновесное излучение в полости

1. Излучение света происходит в результате переходов атомов, молекул и других атомных систем из состояний с большей в состоянии с меньшей энергией. Так называемое *тепловое* или *температурное излучение* отличается от других видов излучения (люминесценции) только способом перехода излучающих систем в возбужденные состояния. В явлениях теплового излучения такой переход осуществляется в результате теплового движения атомов и молекул.

В проблемах теплового излучения особо важное значение имеет понятие так называемого *равновесного излучения*. Для установления этого понятия рассмотрим полость с неподвижными и непрозрачными стенками, температура которых поддерживается постоянной. Атомы и молекулы стенок переходят в возбужденные состояния за счет энергии теплового движения и при обратных переходах в невозбужденные состояния дают излучение, заполняющее полость. Падая на стенки полости, лучистая энергия частично отражается, частично поглощается. Происходит изменение направления распространения, спектрального состава, поляризации, интенсивности излучения. В результате всех этих процессов, как это следует из общего начала термодинамики, в полости в конце концов устанавливается макроскопически вполне определенное состояние излучения, при котором за каждый промежуток времени количество излученной лучистой энергии определенного цвета, направления распространения и поляризации в среднем равно количеству поглощенной энергии того же цвета, направления распространения и поляризации. Как и всякое равновесное состояние, оно характеризуется тем, что каждому микропроцессу, происходящему в системе, с той же вероятностью соответствует микропроцесс, идущий в обратном направлении (*принцип детального равновесия*). Благодаря этому состояние излучения в полости и остается *макроскопически неизменным* во времени. Переход в равновесное состояние, как и всякий статистический процесс, управляется *вероятностными законами*. В полости устанавливается хаотическое состояние излучения, которому соответствует *наибольшая вероятность*. Оно и называется равновесным излучением.

Свойства равновесного излучения: плотность лучистой энергии, ее распределение по спектру частот и направлениям распространения, а также поляризация излучения *совершенно не зависят от формы и материала стенок полости*. Эти свойства, подобно состоянию газа в сосуде, определяются *только температурой стенок полости*. Равновесное излучение *однородно*, т. е. его плотность одна и та же во всех точках внутри полости. Оно *изотропно и неполяризовано*: все возможные направления распространения излучения представлены с одинаковой вероятностью, а направления векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} в каждой точке пространства хаотически меняются во времени. Поскольку излучение находится в тепловом равновесии со стенками, можно говорить о температуре не только стенок, но и о *температуре самого излучения*, считая по определению обе температуры равными. Надо, однако, подчеркнуть, что температура равновесного излучения есть *свойство самого излучения*, а не стенки, с которой оно находится в тепловом равновесии. О ней имеет смысл говорить и тогда, когда вообще нет никакой стенки. В частности, например, плотность энергии равновесного излучения однозначно определяет и его температуру (см. § 115).

Если стенки полости совершенно непоглощающие, например идеально зеркальные, то в такой полости не будет поглощения и испускания света. В полость можно ввести излучение произвольного спектрального состава. Отражаясь от стенок, излучение меняет направление распространения, но его спектральный состав сохраняется неизменным. При надлежащей геометрической форме полости с зеркальными стенками возможны и такие случаи, когда сохраняются также направление распространения и поляризация излучения. Так будет, например, когда полость имеет форму прямого цилиндра с абсолютно зеркальными основаниями. Тогда луч света произвольной частоты и поляризации может распространяться туда и обратно параллельно оси цилиндра, последовательно отражаясь от зеркальных оснований. Но все подобные случаи являются *идеальными* и никогда точно не реализуются в действительности. Излучение в полости в этих случаях *неравновесно и неустойчиво*. Уже при сколь угодно малых отклонениях от идеальности, если только подождать достаточно долго, в полости обязательно установится равновесное излучение. Идеальные системы, однако, имеют большое значение в теоретических рассуждениях. Можно брать стенки абсолютно зеркальными и в то же время считать, что в полости всегда устанавливается равновесное излучение. Для этого достаточно, например, ввести в полость сколь угодно малое поглощающее и излучающее тельце — *пылинку*, по выражению Планка. Такая пылинка, практически не играя никакой роли в энергетическом балансе системы, переводит, однако, любое неравновесное состояние, возникшее в полости, в равновесное.

2. Введем теперь некоторые величины, характеризующие состояние излучения в пространстве. Эти величины имеют смысл для произвольного излучения, а не только для равновесного.

Обозначим через u плотность энергии излучения, т. е. количество такой энергии в единице объема пространства. Ее можно разложить по частотам или длинам волн, т. е. представить в виде

$$u = \int_0^{\infty} u_{\omega} d\omega = \int_0^{\infty} u_{\lambda} d\lambda. \quad (112.1)$$

Величины $u_{\omega} d\omega$ и $u_{\lambda} d\lambda$ имеют смысл объемной плотности лучистой энергии, приходящейся на интервал частот ω , $\omega + d\omega$ или интервал длин волн λ , $\lambda + d\lambda$. Коэффициенты u_{ω} и u_{λ} называются *спектральными плотностями лучистой энергии*. Если речь идет об одном и том же спектральном интервале, но представленном в различных формах, то $u_{\omega} d\omega = u_{\lambda} d\lambda$. При этом $\lambda = 2\pi c/\omega$, и следовательно, $d\lambda/\lambda = -d\omega/\omega$. Знак минус мы опустим — он означает только, что с возрастанием частоты длина волны убывает. Таким образом, считая величины $d\omega$ и $d\lambda$ существенно положительными, можно написать

$$u_{\lambda} = \frac{\omega}{\lambda} u_{\omega}, \quad u_{\omega} = \frac{\lambda}{\omega} u_{\lambda}. \quad (112.2)$$

В теоретической физике обычно пользуются величиной u_{ω} , в экспериментальной отдают предпочтение u_{λ} . В случае равновесного излучения функции u_{ω} и u_{λ} зависят только от частоты ω (или длины волны λ) и от температуры излучения T , но не зависят от формы и материала стенок полости. Они зависят от среды, занимающей полость. Эта зависимость будет установлена в § 114. Пока же будем предполагать, что в полости вакуум. В этом случае u_{ω} будет *универсальной функцией только ω и T* , а u — *универсальной функцией только T* . Нахождение функции $u_{\omega}(\omega, T)$ является *основной задачей* теории теплового излучения.

Поток лучистой энергии, проходящей за время dt через малую площадку ds в пределах телесного угла $d\Omega$, ось которого перпендикулярна к площадке ds , можно представить выражением

$$d\Phi = I ds d\Omega dt. \quad (112.3)$$

Величина I называется *удельной интенсивностью излучения*. Если ее разложить в спектр, т. е. представить интегралом

$$I = \int_0^{\infty} \tilde{I}_{\omega} d\omega, \quad (112.4)$$

то величину \tilde{I}_{ω} называют *удельной интенсивностью излучения частоты ω* .

Найдем связь между u и I (а также между u_ω и I_ω) для поля излучения в вакууме. Возьмем в пространстве бесконечно малый прямоугольный параллелепипед с площадью основания ds и высотой dl (рис. 337). Выделим пучок лучей, вступающих через площадку ds внутрь параллелепипеда, направления которых лежат в пределах телесного угла $d\Omega$, а ось телесного угла нормальна к основанию ds . Каждый из этих лучей доходит до второго основания параллелепипеда за время $dt = dl/c$. За это время из выделенного пучка

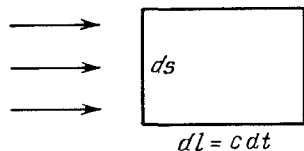


Рис. 337.

лучей через площадку ds внутрь параллелепипеда вступает лучистая энергия $I ds d\Omega dt = (I/c) d\Omega dV$, где $dV = dl ds$ — объем параллелепипеда. Разделив на dV , найдем $(I/c) d\Omega$. Эта величина есть плотность du лучистой энергии, распространяющейся в пределах телесного угла $d\Omega$. По своему смыслу она может быть

функцией точки в пространстве, но не может зависеть от формы параллелепипеда. Поэтому для нахождения полной плотности u лучистой энергии в рассматриваемой точке пространства надо проинтегрировать выражение du по всем направлениям в пространстве. В общем случае при таком интегрировании надо принять во внимание, что удельная интенсивность I зависит от направления излучения. Но в случае изотропного излучения, каким, в частности, является равновесное излучение, такой зависимости нет. В этом случае интегрирование сводится к простой замене элементарного телесного угла $d\Omega$ на полный телесный угол $\Omega = 4\pi$. Тогда получится

$$u = \frac{4\pi}{c} I. \quad (112.5)$$

Аналогично,

$$u_\omega = \frac{4\pi}{c} I_\omega. \quad (112.6)$$

Такие же соотношения справедливы и в том случае, когда полость заполнена однородной изотропной непоглощающей средой. Надо только величину c заменить групповой скоростью света в рассматриваемой среде.

§ 113. Закон Кирхгофа

1. Перейдем теперь к рассмотрению законов *теплого излучения и поглощения тел*. Ограничимся частным случаем, когда излучающее и поглощающее тело *непрозрачно*. Этому условию можно удовлетворить, если толщина тела достаточна, чтобы всякий луч, вступивший в него, успел поглотиться, не достигнув противоположной границы тела. Поток лучистой энергии с частотами между ω