

тип излучения частоты ν , испускаемого единичным объёмом вещества за единицу времени в нек-ром направлении (в расчёте на единицу телесного угла), и коэф. поглощения $\kappa_{\nu, T}$, определяющего уменьшение интенсивности излучения $I_{\nu, T}$ на единице длины вследствие поглощения, равное $\kappa_{\nu, T} I_{\nu, T}$. При равновесии в объёме излучения с веществом поглощённая энергия $\kappa_{\nu, T} I_{\nu, T}$ компенсируется испущенной энергией $J_{\nu, T}$ и К. з. и. имеет вид

$$\frac{J_{\nu, T}}{\kappa_{\nu, T}} = I_{\nu, T}.$$

Эта форма записи К. з. и. используется в теории переноса излучения, в частности в её применениях к звёздным атмосферам (см. *Звёзды*) и плазме.

Лит. см. при ст. *Излучение равновесное*. М. А. Ельяшевич.
КИРХГОФА ЗАКОН ОБОБЩЕННЫЙ — устанавливает связь между спектральными плотностями (корреляторами) флуктуаций эл.-магн. поля, порождаемого нагретыми телами и смешанными тепловыми потерями (во всех указ. телах) полей всоомогат. источников (М. Л. Левин, 1955).

Вклады в корреляторы от отд. тел аддитивны. Для нахождения вклада данного тела в корреляторы, напр. электрич. поля в точках x_1 и x_2 на частоте ω , необходимо прежде всего найти смешанные тепловые потери (в рассматриваемом теле) полей от точечных источников, расположенных в точках x_1 и x_2 . Соответственно этим источникам плотности электрич. токов записываются в виде

$$j_1^e = \text{Re} [I_1 \exp(-i\omega t)] \delta(x - x_1),$$

$$j_2^e = \text{Re} [I_2 \exp(-i\omega t)] \delta(x - x_2).$$

Усреднённые по периоду $2\pi/\omega$ тепловые потери Q (в рамках линейной макроскопич. электродинамики) представляются собой квадратичную форму относительно I_1 и I_2 :

$$Q = Q_{11}(x_1 I_1; x_1 I_1) + Q_{22}(x_2 I_2; x_2 I_2) + Q_{12}(x_1 I_1; x_2 I_2) + Q_{12}^*(x_2 I_2; x_1 I_1).$$

Отд. слагаемые, входящие в это выражение, имеют след. смысл: $Q_{11}(x_1 I_1; x_1 I_1)$, $Q_{22}(x_2 I_2; x_2 I_2)$ — тепловые потери полей, порождаемых каждым из источников j_1^e , j_2^e в отдельности, а $Q_{12}(x_1 I_1; x_2 I_2)$ — смешанные тепловые потери полей источников j_1^e , j_2^e , * означает комплексное сопряжение.

Согласно К. з. о., вклад от рассматриваемого тела в коррелятор электрич. поля $\langle E_{I_1}(x_1) E_{I_2}^*(x_2) \rangle$, где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю случайных источников, $E_{I_1}(x_1) \equiv I_1 E(x_1)$, $E_{I_2}(x_2) \equiv I_2 E(x_2)$, след. образом выражается через смешанные тепловые потери:

$$\langle E_{I_1}(x_1) E_{I_2}^*(x_2) \rangle = 2\pi^{-1} \theta(\omega, T) Q_{ee^*}(I_1 x_1; I_2 x_2).$$

Здесь T — темп-ра тела, $\theta(\omega, T) = (\hbar \omega / 2) \text{cth}(\hbar \omega / 2kT)$. Аналогичные результаты имеют место и для корреляторов $\langle H_{I_1}(x_1) H_{I_2}^*(x_2) \rangle$, $\langle E_{I_2}(x_1) H_{I_2}^*(x_2) \rangle$. При этом в К. з. о. в первом случае будут входить смешанные тепловые потери магн. токов j_1^m и j_2^m , а во втором случае — смешанные тепловые потери полей электрич. (в точке x_1) и магн. (в точке x_2) токов.

К. з. о. представляет собой обобщение классич. *Кирхгофа закона излучения*, причём сразу в неск. направлениях: можно находить провольные корреляторы теплового эл.-магн. поля, а не только те, к-рые определяют поток и плотность энергии; появляется возможность находить корреляторы полей, взятых в несовпадающих точках x_1 и x_2 ; снимаются к.-л. ограничения на соотношение между длиной волны теплового излучения и характерными масштабами задачи (размеры излучающего тела, расстояние от точки наблюдения до поверхности тела и т. п.); К. з. о. применим и для гиротропных сред при наличии пост. внешнего магн.

поля B , при этом смешанные тепловые потери должны вычисляться в обращённом поле, т. е. в поле $-B$.

При наличии неск. тел, находящихся при разных темп-рах, вся система в целом термодинамически неравновесна. Использование К. з. о. в этом случае основывается на предположении, что явлениями переноса (теплопроводностью и т. п.) можно пренебречь.

Лит.: Левин М. Л., Рытов С. М., Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, М., 1967; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978. В. Г. Полевой.

КИРХГОФА МЕТОД — приближённый метод решения задач теории *дифракции волн*, пригодный для отыскания дифрагированного поля при прохождении волн через большие (в масштабах длины волны $\lambda = 2\pi/k$) отверстия в экранах. Скалярное волновое поле $\psi(r, t)$ (r — радиус-вектор, t — время), удовлетворяющее линейному *волновому уравнению*, можно выразить через значения $\psi(r, t)$ и её первой производной на произвольной замкнутой поверхности Σ , окружающей точку наблюдения (точку поля r_f). Это одна из разновидностей *Гюйгенса — Френеля принципа*, согласно к-рому поле в точке r_f можно интерпретировать как результат суперпозиции вторичных волн, испускаемых условными источниками на Σ . Строгое матем. выражение для поля было первоначально получено Г. Гельмгольцем (H. Helmholtz) и обобщено Г. Р. Кирхгофом в 1883.

В случае $\psi(r, t) = \psi(r) \exp(-i\omega t)$ (ω — угл. частота) соответствующее интегральное представление имеет вид

$$\psi(r_f) = -\frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left\{ \psi(r_s) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) - \frac{\partial \psi(r_s)}{\partial n} \frac{e^{ikR}}{R} \right\} d\Sigma,$$

где $\psi(r_s)$ — поле в точке r_s — на поверхности Σ , охватывающей точку r_f ; n — нормаль к Σ , направленная в сторону точки наблюдения r_f ; $R = |r_f - r_s|$. Т. о., роль всоомогат. источников на Σ играют величины $\psi(r_s)$ и $\partial\psi/\partial n|_{r_s}$. Для эл.-магн. волн им можно придать смысл электрич. или магн. зарядов и токов, распределённых по Σ . Строго говоря, для однозначного определения поля $\psi(r_f)$ достаточно задания на Σ либо $\psi(r_s)$, либо $\partial\psi/\partial n|_{r_s}$, так что их одновременно. задание должно быть согласованным с полным полем — падающим (внеш.) и дифрагированным. Иногда допустимо задание ψ и $\partial\psi/\partial n$ на Σ , согласованное только с внеш. полем. В этом суть приближения в К. м. В частности, для задачи о падении волны на бесконечный идеально отражающий плоский экран с отверстием, размеры к-рого $l \gg \lambda$, поверхность Σ составляется из трёх частей: $\Sigma = \Sigma_{\infty} + \Sigma_{\text{экp}} + \Sigma_{\text{отв}}$. На участке $\Sigma_{\text{экp}}$, совмещённом с идеальным экраном, полагают $\psi = \partial\psi/\partial n = 0$, на участке $\Sigma_{\text{отв}}$, натянутом на раскрыт. отверстия, ψ и $\partial\psi/\partial n$ соответствуют падающей невозмущённой волне, и, наконец, на участке Σ_{∞} , замыкающей поверхность по бесконечно удалённой полусфере, задают *Зоммерфельда условия излучения*. Это приближение исходит из картины искажения экраном падающего поля, соотв. геом. оптике, и потому оно тем точнее, чем больше размеры отверстия. Такой рецепт задания поля наз. *граничными условиями Кирхгофа* и составляет основу К. м. в теории дифракции. При этом ф-ция $\psi(r_f)$, определяемая интегральным представлением, хорошо соответствует точному решению вблизи освещённой области, но может давать заметные отклонения вдали от неё. К. м. приводит к строгому решению задачи для источников, заданных по падающему полю на $\Sigma_{\text{отв}}$ и дополненных эквивалентными линейными зарядами и токами для компенсации разрывов в распределении ψ и $\partial\psi/\partial n$.

К. м. применяется для приближённого отыскания скалярных полей разл. природы; существуют обобщения на случай векторных и тензорных волновых полей.