промежуток времени r/c (поэтому, напр., при исчезновении зарядов в процессе *аннигиляции* электрона и позитрона поле И. продолжает существовать и после процесса аннигиляции). Существование поля после исчезновения источника означает, что эл.- магн. поле обладает энергией и импульсом. Удаление поля И. на бесконечно далёкие расстояния от источника сопровождается потоком уходящей от источника энергии. Образовавшееся в процессе И. эл.- магн. поле уносит энергию от системы зарядов. Плотность потока энергии (кол-во энергии, протекающей за единицу времени через единицу нормальной к нему поверхности) определяется *Пойнтинга вектором*, пропорциональным векторному произведению $[\boldsymbol{EH}]$ напряжённостей электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полей в эл.-магн. волне. На далёких от системы зарядов расстояниях её собств. поле пренебрежимо мало и вся энергия определяется полем И. Поток энергии поля И. через сферу большого радиуса r с центром внутри системы зарядов поэтому не должен зависеть от r:

$$\int r\,([\boldsymbol{EH}]\,\boldsymbol{r})\,d\Omega=\mathrm{const}$$

(Ω — телесный угол). Отсюда следует, что величины $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ обратно пропорциональны r.

Излучаемое поле в общем случае действует на источник И., совершая работу над токами в излучающей системе. Силы, действующие на систему со стороны излучаемого поля, наз. силами реакции излучения или радиационными силами. Работа радиац. силы над источником складывается из потерь энергии на И. и из изменения энергии эл.- магн. поля, созданного системой.

И. характеризует частота ω (длина волны $\lambda=c/2\pi\omega$) или набор частот, интенсивность его может зависеть от направления, т. е. энергия И. системы распределяется к.-л. образом по углам и частотам. Если законы движения $r_1(t),\ldots,r_N(t)$ каждого из N зарядов $(e_1,\ldots,e_N)$ излучающей системы известны, то *Максвелла уравнения* позволяют получить энергию И. системы в интервале частот $d\omega$ в элемент телесного угла $d\Omega$, выбранного вокруг единичного вектора $\boldsymbol{n}$, направленного на точку наблюдения:

$$d^2\mathcal{E}(\boldsymbol{n},\ \omega)=\frac{\omega^2\,d\omega\,d\Omega}{4\pi^2c^3}\left|\sum_{a=1}^{N}e_a\left[\boldsymbol{n}\int_{-\infty}^{\infty}\boldsymbol{v}_a(t)\,dt\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\exp i\,(\omega t-\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_a(t))\right]\right|^2,\qquad(1)$$

где $v_a(t)=d\boldsymbol{r}_a(t)/dt$ — скорость a-го заряда, $\boldsymbol{k}=\boldsymbol{n}\,(\omega/c)$. Выражение (1) применимо в том случае, когда точка наблюдения бесконечно удалена от заряда, т. е. все характерные размеры задачи пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием $\boldsymbol{r}$ до точки наблюдения.

Излучение произвольно движущегося заряда. Распределение И. одного заряда, движущегося с ускорением, по частотам (частотный спектр И.) можно получить, интегрируя по углам выражение (1) при $N=1$:

$$\frac{d\mathcal{E}(\omega)}{d\omega}=\frac{e^2\omega^2}{\pi c^3}\int_{-\infty}^{\infty}dt\int_{0}^{\infty}d\tau\,\frac{c^2-v\,(t+\tau)\,v\,(t)}{k\,|\boldsymbol{r}\,(t+\tau)-\boldsymbol{r}\,(t)\,|}\times$$
$$\times\{\sin[\omega\tau-k\,|\boldsymbol{r}\,(t+\tau)-\boldsymbol{r}\,(t)\,|\,]-$$
$$-\sin[\omega\tau+k\,|\boldsymbol{r}\,(t+\tau)-\boldsymbol{r}\,(t)\,|\,]\}.$$

Для случая, когда заряд e равномерно движется со скоростью $\boldsymbol{v}$ и в момент времени $t=0$ мгновенно останавливается, получим:

$$\frac{d^2\mathcal{E}(\boldsymbol{n},\omega)}{d\omega\,d\Omega}=\frac{e^2}{4\pi^2c}\cdot\frac{[\boldsymbol{nv}]^2}{[c-(\boldsymbol{nv})]^2}\,.\qquad(2)$$

Приближение мгновенной остановки справедливо, если промежуток времени Δt, в течение к-рого заряд останавливается, мал по сравнению с эфф. промежутком времени, дающим осн. вклад в интеграл по времени в (1). Можно показать, что этот эфф. промежуток времени имеет величину $\sim(\omega-\boldsymbol{kv})^{-1}$, тогда условие применимости приближения мгновенной остановки имеет вид

$$\omega\,\Delta t\left(1-\frac{nv}{c}\right)\ll 1,\qquad(3)$$

т. е. рассматриваемая область частот имеет верхнюю границу.

Для ультрарелятивистских частиц и малых углов ϑ между направлениями наблюдения И. и распространения частиц (в ультрарелятивистском случае существенны только малые углы) это неравенство примет вид:

$$\omega\,\Delta t\left[\left(\frac{mc^2}{\varepsilon}\right)^2+\vartheta^2\right]\ll 1$$

(ε — энергия частиц). Из (2) следует, что распределение излучаемой энергии по частотам не зависит от частоты. Распределение излученной энергии по Ω и ω также описывается ф-лой (2), если вместо внезапной остановки рассмотреть внезапное начало движения заряда с пост. скоростью; такая задача соответствует, в частности, излучению при бета-распаде ядра атома.

Причины, вызывающие изменение движения заряж. частицы, могут быть различными. В зависимости от них возможны разл. типы И., к-рые имеют свои особенности.

Тормозное излучение возникает при торможении и отклонении от нач. направления движения заряж. частицы в результате её рассеяния на атоме. Если время Δt, за к-рое заряд меняет скорость от $\boldsymbol{v}_1$ до $\boldsymbol{v}_2$, удовлетворяет условию (3), то отклонение можно считать мгновенным, тогда

$$\frac{d^2\mathcal{E}(\boldsymbol{n},\omega)}{d\omega\,d\Omega}=\frac{e^2}{4\pi^2c}\left|\frac{[\boldsymbol{nv}_1]}{c-(\boldsymbol{nv}_1)}-\frac{[\boldsymbol{nv}_2]}{c-(\boldsymbol{nv}_2)}\right|^2.$$

Умножив это выражение на вероятность изменения скорости частицы от $\boldsymbol{v}_1$ до $\boldsymbol{v}_2$ и проинтегрировав полученное выражение по всем $\boldsymbol{v}_2$, получим распределение энергии тормозного И. по углам и частотам (не зависящее от частоты). Тормозное И.— осн. причина потерь энергии релятивистских электронов в веществе, если энергия электрона больше нек-рой критической, составляющей для воздуха ~83, для Al—47 и для Pb—59 МэВ.

Магнитотормозное излучение возникает при движении заряж. частицы в магн. поле, искривляющем траекторию её движения. В постоянном и однородном магн. поле частица движется по окружности с частотой обращения $\Omega=ecH/\varepsilon$ (H — напряжённость магн. поля, ε — энергия заряж. частицы). Периодичность движения заряда приводит к тому, что излучаемые частоты — целые кратные частоты Ω; $\omega=n\Omega$. При ультрарелятивистских энергиях заряда $\varepsilon\gg mc^2$ наблюдается *синхротронное излучение*, обладающее широким спектром частот с максимумом в области частот $\sim\Omega\,(\varepsilon/mc^2)^3$, в т. ч. осн. доля энергии приходится на область частот $\omega\gg\Omega$. В этой области интервалы между соседними частотами малы по сравнению с частотой ω и распределение частот в спектре синхротронного И. можно считать непрерывным. В области частот $\omega\ll\Omega\,(\varepsilon/mc^2)^3$ излучаемая энергия растёт с частотой как $\omega^{2/3}$, в области $\omega\gg\Omega(\varepsilon/mc^2)^3$ — экспоненциально убывает с ростом частоты. Синхротронное И. обладает также малой угл. расходимостью ($\sim mc^2/\varepsilon$) и высокой степенью поляризации в плоскости орбиты. Эти свойства синхротронного И., а также возможность точного вычисления его свойств привели к широкому использованию синхротронного И. для спектроскопии в области от рентгеновского до видимого диапазона длин волн (*рентгеновская спектроскопия* тонкой структуры протяжённого поглощения — EXAFS, *фотоэлектронная спектроскопия*, спектроскопия высокого разрешения и др.). Магнитотормозное И. при нерелятивистских скоростях заряда получило назв. циклотронного И. Оно обладает общими свойствами И. нерелятивистских частиц — ди-