

прямым углом к направлению дипольного момента, в направлении же дипольного момента И. отсутствует. Интегрирование по углам даёт спектр дипольного И.:

$$\frac{d\mathcal{E}(\omega)}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^2} \left| \int \frac{dt}{2\pi} \exp(i\omega t) \mathbf{d}(t) \right|^2.$$

Условие применимости дипольного приближения можно записать и как $\omega \ll c/a$, что ограничивает рост интенсивности дипольного И. с частотой. Циклотронное И. заряда, движущегося с нерелятивистской скоростью в постоянном и однородном магн. поле, является частным случаем дипольного И. При таком движении частота И. ω равна частоте Ω обращения заряда по окружности.

Если дипольный момент системы нерелятивистских зарядов равен нулю, то следует учесть линейные члены разложения (1) по степеням kr . В этом приближении И. системы определяется её магн. дипольным моментом

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{2c} \sum_a e_a [\mathbf{r}_a \mathbf{v}]$$

и электрич. квадрупольным моментом

$$D_{is} = \sum_a e_a (3x_i^a x_s^a - r_a^2 \delta_{is}).$$

Дипольный момент системы, в частности, равен нулю для системы с одинаковым отношением заряда к массе для всех частиц. У такой системы исчезает и магн. момент, так что её И. будет квадрупольным. Если магн. дипольный и электрич. квадрупольный моменты равны нулю, то И. определяется мультиполями более высоких порядков ($n > 2$; для дипольного момента $n=1$). В создаваемое системой зарядов и токов И. вносят вклад также анаполюсные моменты (см. *Анаполье*), однако в распределение энергии они вносят вклад не независимо, а в виде определ. комбинации с электрич. мультипольным моментом (см., напр., *Квадрупольное излучение*).

Приведённые ф-лы справедливы для И. как микроскопической, так и макроскопич. систем (напр., для И. *Герца вибратора*). Об И. радиоволн см. в ст. *Антенна*.

Квантовая теория излучения. Процесс И. квантовой системы (атома, атомного ядра, молекулы) подчиняется квантовым законам (см. *Квантовая электродинамика*). В квантовой теории И. эл.-магн. поле рассматривается как совокупность квантов эл.-магн. поля — фотонов. Энергия фотона ε пропорц. его частоте: $\varepsilon = h\omega$, импульс \mathbf{p} — его волновому вектору \mathbf{k} : $\mathbf{p} = h\mathbf{k}$. И. одного фотона квантовой системой сопровождается переходом этой системы из состояния с энергией \mathcal{E}_1 в состояние с энергией $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1 - h\omega$. Т. к. энергия квантовой системы дискретна, такая система испускает И. определ. частот — спектр И., состоящий из отд. спектральных линий с конечной шириной.

Дипольное излучение атома. Длина волны λ И. атома значительно превышает его радиус a , $\lambda \gg a$, т. е. выполняется условие применимости дипольного приближения. Наиб. интенсивные линии в атомных спектрах получаются в результате дипольных электрич. переходов. Роль классич. плотности тока при таком рассмотрении играет ток перехода, т. е. матричный элемент оператора плотности тока, вычисленный с волновыми ф-циями нач. и конечного состояний атома. В дипольном приближении матричный элемент оператора плотности тока сводится к матричному элементу оператора дипольного момента системы. Т. к. дипольный момент является вектором, его матричные элементы между состояниями с квантовыми числами n, l, m, s и n', l', m', s' не обращаются в нуль только при выполнении определ. равенств, наз. *отбора правилами*:

$$l' - l = \pm 1, 0$$

$$m' - m = \pm 1, 0$$

(кроме случая, когда и $l=0$ и $l'=0$).

Мультипольное излучение атома. Представление энергии И. квантовой системы в виде ряда, соответствующего И. мультипольных моментов разл. порядка, применимо лишь в том случае, когда $\lambda \gg a$, а скорости электронов атома нерелятивистские. Тогда интенсивность И. мультиполя порядка $(n+1)$ меньше интенсивности И. мультиполя порядка n в $(\lambda/a)^2$ раз. Для того чтобы матричный элемент соответствующего мультипольного момента был не равен нулю, необходимо выполнение определ. правил отбора, вытекающих из законов сохранения момента и чётности. Если L — момент кол-ва движения фотона, M — его проекция, j_1, j_2 и m_1, m_2 — моменты кол-ва движения и проекции момента электрона в нач. и конечном состояниях, то действуют след. правила отбора:

$$m_1 - m_2 = M,$$

$$|j_1 - j_2| \leq L \leq |j_1 + j_2|,$$

$$P_1 = P_2 P,$$

где P_1 и P_2 — чётности нач. и конечных состояний электрона, $P = (-1)^{L+1+\delta}$ ($\delta=0$ соответствует состояниям магнитного, а $\delta=1$ — состояниям электрич. типа). Если правила отбора не выполняются, то И. соответствующей мультипольности отсутствует.

Время жизни атома в возбуждённом состоянии по отношению к дипольному И. обычно $\sim 10^{-8}$ с. Если из возбуждённого состояния дипольное И. невозможно (не выполняются правила отбора), а возможно только мультипольное И. порядка n , то время жизни такого состояния увеличивается в $(\lambda/a)^2 (n-1)$ раз. Такие состояния наз. метастабильными.

Мультипольное излучение ядер. Если для атомных электронов их скорости удовлетворяют соотношениям $v \sim a\omega \sim c/137$, то для нуклонов в ядре величины a, ω и v не находятся в к.-л. определ. соотношениях. Поэтому для атомных ядер применение разложения по мультиполям возможно только при выполнении двух неравенств:

$$v \ll c \text{ и } a \ll \lambda.$$

Возбуждённые метастабильные состояния ядер, для к-рых И. возможно лишь при $L \sim 3-5$, обладают временами жизни порядка минут и часов; о ядрах в таких состояниях см. в ст. *Ядерная изомерия*.

Вынужденное излучение. Вероятность И. фотона с импульсом $\mathbf{p} = h\mathbf{k}$ и энергией $\varepsilon = h\omega$ пропорц. $(n_k + 1)$, где n_k — число точно таких же фотонов, находящихся в системе до момента И. При $n_k = 0$ И. наз. спонтанным. Пропорциональная n_k часть И. наз. *вынужденным испусканием*. В квантовых генераторах, И. к-рых является вынужденным, для увеличения n_k используются резонаторы, удерживающие поле вблизи излучателя. Каждый испущенный веществом фотон увеличивает n_k , и интенсивность И. с данным k быстро растёт при малой интенсивности И. всех фотонов др. частот. В результате энергия излучателя оказывается сосредоточенной в очень узкой полосе частот ω , причём все фотоны испускаются в одном направлении. Поля И. на этой частоте имеют большую величину, сравнимую с величиной внутримолекулярных полей, в результате чего прохождение такого поля в среде меняет её свойства, т. к. взаимодействие поля И. с веществом становится нелинейным (см. *Нелинейная оптика*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Ахизер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965. М. И. Ризанов.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА — создание звуковых полей при помощи разл. *излучателей звука*. Звуковое поле, создаваемое данным излучателем, существенно зависит от формы излучателя и вида его колебаний, а также от частоты, определяющей соотношение между размерами излучателя и длиной волны λ излучаемого им звука.