

польного И. (см. ниже). Его частота совпадает с частотой обращения заряда по окружности Ω .

Ондуляторное И. возникает при движении ультрарелятивистской заряд. частицы с малыми поперечными периодич. отклонениями, возникающими, напр., при её пролёте через конденсатор с переменным во времени электрич. полем $E = E_0 \cos \omega_0 t$, перпендикулярным к направлению ср. скорости частицы v (см. *Ондуляторное излучение*). Частота ондуляторного И. связана с частотой поперечных колебаний ω_0 соотношением

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - (v/c) \cos \phi}, \quad (4)$$

где ϕ — угол между v и направлением наблюдения; т. о., частота ондуляторного И. жёстко связана с углом наблюдения И. Аналогом ондуляторного И. является И. при *каналировании заряженных частиц* в монокристалле, при к-ром прямолинейно движущаяся между соседними кристаллографич. плоскостями частица испытывает поперечные колебания в результате взаимодействия с внутрискристаллич. полем.

Излучение Черенкова — Вавилова возникает при равномерном движении заряда в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света $c/\sqrt{\epsilon}$ в этой среде (здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость среды). Распределение излучаемой энергии по углам и частотам для системы зарядов в среде отличается от (1) множителем $\sqrt{\epsilon}$ и др. определением k : $k = (\omega/c)n\sqrt{\epsilon}$. Для равномерно движущегося единичного заряда распределение интенсивности излучения Черенкова — Вавилова имеет вид

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = T \frac{e^2 \omega}{2\pi c^3} [nv]^2 \delta \left(1 - \frac{v}{c} \sqrt{\epsilon} \cos \phi \right) \quad (5)$$

(T — полное время наблюдения). Появление в этом выражении дельта-функции $\delta[1 - (v/c) \sqrt{\epsilon} \cos \phi]$ означает, что ϕ определяется равенством $\cos \phi = (c/v) \sqrt{\epsilon}$. Излучение Черенкова — Вавилова используется для измерения энергии заряж. частиц.

Переходное излучение возникает при пересечении равномерно движущимся зарядом области пространства с неоднородными диэлектрич. свойствами, напр. при пересечении им границы раздела двух сред с разл. диэлектрич. проницаемостями или при движении в среде, содержащей неоднородности. Переходное И. и излучение Черенкова — Вавилова — родственные явления, т. к. и то и другое — испускание эл.-магн. волн атомами вещества, возбуждёнными движущейся частицей: Черенкова — Вавилова И. — результат когерентного высвечивания возбуждённых частицей атомов, а переходное — некогерентного высвечивания этих атомов.

Когерентность различных излучателей. Пусть N идентичных излучателей, в каждом из к-рых электрич. заряд движется по одному и тому же закону $r_0(t)$, имеют разл. нач. координаты R_a и разл. нач. моменты времени τ_a . В момент времени t координаты a -го излучателя имеют вид

$$r_a(t) = R_a + r_0(t - \tau_a).$$

Подставляя это выражение в (1), можно выразить распределение излучаемой всеми N излучателями энергии $d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega)$ через энергию, излучаемую отд. излучателем:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega) \times \left\{ N + \sum_{a=1}^N \sum_{\substack{b=1 \\ b \neq a}}^N \cos [\omega(\tau_a - \tau_b) - k(R_a - R_b)] \right\}. \quad (6)$$

Если, напр., аргумент косинуса близок к нулю для любых a и b , то излучаемая системой энергия пропорц. квадрату числа излучателей:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = N^2 d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega).$$

Это означает, что в точку наблюдения эл.-магн. волны от разных излучателей приходят с одинаковыми фазами и поля арифметически складываются. Такие излучатели наз. когерентными по отношению друг к другу.

В том случае, когда R_a или τ_a — случайные величины, излучаемая энергия должна быть усреднена по их распределению. При таком усреднении излучаемая энергия становится пропорциональной числу излучателей:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = N d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega).$$

Эл.-магн. волны от разных излучателей приходят в точку наблюдения с самыми различными фазами и взаимно погашаются; эффективно складываются потоки энергии, созданные разл. излучателями. Такие излучатели наз. взаимно некогерентными. В обычных источниках света (напр., пламени) высвечивание атомов происходит за счёт хим. экзотермич. реакции. В этом случае моменты времени, в к-рые происходит возбуждение разл. атомов, распределены случайным образом, следовательно, нач. моменты τ_a — случайны. Такие источники И. некогерентны. Некогерентными источниками И. являются также излучающие атомы металла в лампах накаливания, атомы газа в люминесцентных лампах и т. д.

При движении частицы в среде со скоростью v нач. моменты τ_0 движения заряда в излучателях определяются временем подлёта частицы к атому. Поэтому для лежащих вблизи пути частицы атомов $R_a - R_b = v(\tau_a - \tau_b)$. Выражение (6) в этом случае примет вид:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega) \times \left\{ N + \sum_{a=1}^N \sum_{\substack{b=1 \\ b \neq a}}^N \cos [(\omega - kv)(\tau_a - \tau_b)] \right\}. \quad (7)$$

При выполнении условия $\omega = kv$, т. е. $\cos \phi = (c/v) \sqrt{\epsilon}$, получим:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = N^2 d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega).$$

Т. о., все расположенные вблизи пути частицы атомы будут излучать когерентно. Это и происходит в случае излучения Черенкова — Вавилова. Во всех др. направлениях, для к-рых $\cos \phi \neq (c/v) \sqrt{\epsilon}$, возбуждённые атомы излучают некогерентно. То же самое происходит при скорости частицы $v < c/\sqrt{\epsilon}$. В однородном веществе И. разных излучателей полностью погашается. Если в веществе присутствуют микроскопич. неоднородности, то полное погашения волн от разных излучателей в точке наблюдения не происходит. Наличие поверхности раздела двух сред препятствует взаимному погашению полей в точке наблюдения от излучателей, находящихся по разным сторонам поверхности раздела и увеличивает интенсивность некогерентного высвечивания возбуждённых атомов, т. е. переходного И.

Дипольное излучение системы нерелятивистских зарядов. Рассмотрим систему зарядов, движущихся с нерелятивистскими скоростями порядка v внутри области пространства размером a . Период колебания заряда в такой системе $\sim a/v$, а частота $\sim v/a$. Отсюда следует $v/\omega \sim a \ll \lambda \sim c/\omega$, так что $kr_a \sim a/\lambda \ll 1$ и в (1) член с kr_a в показателе экспоненты можно опустить:

$$d^2 \mathcal{E}(n, \omega) = \frac{\omega^4}{c^3} \left| \left[n, \int \frac{dt}{2\pi} \exp(i\omega t) d(t) \right] \right|^2 d\omega d\Omega,$$

где $d(t) = \sum_a e_a r_a(t)$ — представляет собой дипольный момент системы зарядов. Распределение по углам и частотам энергии, излучаемой системой нерелятивистских зарядов, полностью определяется дипольным моментом системы зарядов; такое И. наз. дипольным.

Для дипольного И. характерно угл. распределение, пропорциональное $\sin^2 \theta$. Наиб. энергия излучается под