

тельности. Для равномерно движущейся изотропной среды ϵ_{ikst} можно представить в виде произведения двух тензоров 2-го ранга η_{is} :

$$\epsilon_{ikst} = \mu^{-1} \eta_{is} \eta_{kt}, \quad \eta_{is} = (\delta_{is} - \chi u_i u_s), \quad \chi = \epsilon \mu - 1, \quad (6)$$

где δ_{is} — единичный тензор, а четырёхмерная скорость среды u_i связана с вектором скорости u соотношениями

$$u_{1,2,3} = \gamma u_{x,y,z}/c, \quad u_4 = i\gamma, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad u = c\beta.$$

В движущейся среде можно ввести четырёхмерный векторный потенциал $A_k = (A, i\phi)$ (где A , ϕ — векторный и скалярный потенциалы), связанный с электр. полем E и магн. индукцией B обычным соотношением

$$F_{kl} = \left(\frac{\partial A_k}{\partial x_l} - \frac{\partial A_l}{\partial x_k} \right) \text{ или } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad } \phi, \quad B = \text{rot } A. \quad (7)$$

Подстановка выражений (7) в систему (2) и (3) с использованием тензора (6) приводит к ур-нию для A_k вида

$$\mathcal{L} A_k = -\frac{4\pi\mu}{c} S_{kij}, \quad S_{ki} = \delta_{ki} + \frac{\chi}{1+\chi} u_k u_i. \quad (8)$$

Дифференциальный оператор

$$\mathcal{L} = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \chi \left(u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right)^2 = \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \frac{\chi \gamma^2}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \text{grad} \right)^2 \quad (9)$$

обобщает оператор волнового ур-ния на движущиеся среды. Четырёхвекторный потенциал A_k удовлетворяет обобщённому условию Лоренца:

$$\eta_{kl} \partial A_l / \partial x_k = 0.$$

В движущейся среде без дисперсии ур-ние (8) имеет решение

$$A_k(r, t) = (2\pi)^{-4} \int_{-\infty}^{\infty} dt' G_{kl}(r-r', t-t') j_l(r', t'), \quad (10)$$

записанное через тензорную Грина функцию $G_{kl} = S_{kl} G_0 / c$, где

$$G_0(r-r', t-t') = \frac{16\pi^4 \mu}{R_0} \delta \left(t-t' - \frac{\epsilon\mu - \beta^2}{c(1-\beta^2)\sqrt{\epsilon\mu}} R_0 \right), \quad (11)$$

$$R_0^2 = \frac{\epsilon\mu(1-\beta^2)}{\epsilon\mu - \beta^2} (\rho - \rho')^2 - \left[(z-z') - \frac{\epsilon\mu - 1}{\epsilon\mu - \beta^2} u(t-t') \right]^2,$$

скорость движения среды $u = c\beta$ направлена по оси z , а векторы ρ и ρ' лежат в плоскости, перпендикулярной скорости u . При $t' > t$ функция Грина G_0 в (11) тождественно равна нулю.

Особенности излучения волн в движущейся среде. В качестве иллюстрации смысла полученных ф-л рассмотрим поле точечного источника, расположенного в начале координат ($\rho' = z' = 0$) и излучавшего очень малое время ($t' = 0$). Если бы среда покоилась, то поле излучения расходилось бы от источника во все стороны с одинаковой скоростью, равной скорости света в среде, т. е. всё поле излучения было бы сосредоточено вблизи сферич. поверхности, расширяющейся от начала координат во все стороны со скоростью света. Движение среды приводит к тому, что скорость света в разных направлениях становится различной. Поэтому поверхность $R_0 = \text{const}$ [см. ф-лу (11)], на к-рой поле излучения отлично от нуля, уже не является сферой, а имеет вид эллипсоида вращения:

$$\frac{\rho^2}{a^2} + \frac{(z-z_0)^2}{b^2} = 1, \quad (12)$$

$$z_0 = \frac{\epsilon\mu - 1}{\epsilon\mu - \beta^2} ut, \quad a = ct \sqrt{\frac{1-\beta^2}{\epsilon\mu - \beta^2}},$$

$$b = ct \frac{(1-\beta^2)\sqrt{\epsilon\mu}}{\epsilon\mu - \beta^2}, \quad \rho^2 = x^2 + y^2,$$

ось симметрии к-рого направлена по скорости движения среды. Полуоси a и b этого эллипсоида линейно растут со временем, а центр эллиптич. оболочки z_0 перемещается в направлении движения среды со скоростью $u_0 = \eta_0 u$, где $\eta_0 = (\epsilon\mu - 1)/(\epsilon\mu - \beta^2)$ — коэф. увлечения света. При малых скоростях, когда $\beta \ll 1$, он совпадает с коэф. увлечения Френеля в опыте Физо, а релятивистски движущаяся среда, когда $\beta \approx 1$, полностью увлекает свет, т. е. $\eta_0 = 1$. Т. о., оболочка, на к-рой сосредоточено излучение в движущейся среде, одновременно расширяется и «сносится вниз по течению» среды («увлекается» движущейся средой). Если скорость перемещения среды сравнительно невелика, то источник излучения находится внутри этой оболочки (рис. 1). Если же скорость движения среды превышает

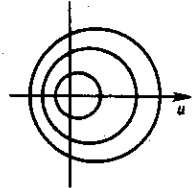


Рис. 1. Распространение волн излучения в движущейся среде в случае, когда скорость движения среды не превышает фазовой скорости света. Источник излучения находится в начале координат. Среда движется вправо со скоростью u . Видно, что волновые поверхности «сносит по течению».

фазовую скорость света, то оболочку «сдувает» настолько сильно, что она вся оказывается «ниже по течению», и источник излучения находится вне этой оболочки (рис. 2).

Прохождение заряженной частицы через движущуюся среду. При рассмотрении излучения в движущейся среде предполагалось, что источник излучения покоится по отношению к этой среде. Если источник движется по произвольному закону, то его поле излучения, как и в покоящейся среде, определяется интерференцией волн, испущенных источником в каждой точке своего пути. Отличие от случая покоящейся изотропной среды состоит в том, что из-за эффекта увлечения в движущейся среде скорость волн в разных направлениях различна (рис. 1 и 2).

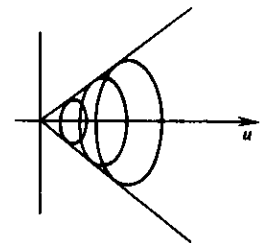


Рис. 2. Излучение волн в движущейся среде в случае, когда скорость среды превышает фазовую скорость света. Источник излучения находится в начале координат. Расходящиеся от источника волны оказываются по одну сторону от источника.

Особенность излучения движущегося источника в движущейся среде можно понять на примере излучения Вавилова — Черенкова. Пусть в среде, движущейся со скоростью u , перемещается с пост. скоростью v точечная частица с зарядом q . В покоящейся среде эта частица может стать источником излучения, если её скорость превышает фазовую скорость света в среде, т. е. $v > c/\sqrt{\epsilon\mu}$. Возникающее излучение, называемое излучением Вавилова — Черенкова, уносит энергию от движущейся частицы, и частица замедляется. В движущейся среде источником излучения Вавилова — Черенкова может стать движущаяся с малой скоростью или даже покоящаяся заряж. частица. Если частица покоится, а скорость движения среды превышает фазовую скорость света, возникает характерное волновое поле, представляющее собой в данном случае излучение Вавилова — Черенкова. Это поле целиком находится по одну сторону от покоящегося заряда «вниз по течению» среды (рис. 2). При этом на частицу — источник излучения — действует ускоряющая сила в направлении движения среды. Т. о., в движущейся среде меняется характер взаимодействия заряж. частицы со средой. В зависимости от скорости частицы v и среды u потери dW/dz энергии частицы W на единицу длины пути могут иметь разл. величину и даже менять знак, что соответствует уже не замедлению, а уско-