Разность между этими двумя выражениями, согласно принципу сохранения энергии, равна работе, произведенной световым давлением в единицу времени. Приравнивая работу произведению Pv, где P — световое давление, получаем:

$$P = 2\frac{A^2}{8\pi}\frac{\left(\cos\varphi - \frac{v}{V}\right)^2}{1-\left(\frac{v}{V}\right)^2}.$$

Отсюда в первом приближении получаем в согласии с опытом и с другими теориями

$$P = 2\frac{A^2}{8\pi}\cos^2\varphi.$$

Примененным здесь методом могут быть решены все задачи оптики движущихся тел. Существо дела заключается в том, что электрическое и магнитное поля в световой волне, подвергающейся воздействию со стороны движущегося тела, преобразуются к координатной системе, покоящейся относительно этого тела. Благодаря этому каждая задача оптики движущихся тел сводится к задачам оптики покоящихся тел.

§ 9. Преобразование уравнений Максвелла – Герца с учетом конвекционных токов

Мы исходим из уравнений:

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{V}\left\{u_x\rho + \frac{\partial X}{\partial t}\right\} = \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z}, &\qquad \frac{1}{V}\frac{\partial L}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y},\\
&\frac{1}{V}\left\{u_y\rho + \frac{\partial Y}{\partial t}\right\} = \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x}, &\qquad \frac{1}{V}\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z},\\
&\frac{1}{V}\left\{u_z\rho + \frac{\partial Z}{\partial t}\right\} = \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y}, &\qquad \frac{1}{V}\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x},
\end{aligned}$$

где

$$\rho = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}$$

означает умноженную на 4π плотность электрического заряда, а (u_x, u_y, u_z) — вектор скорости электрического заряда. Если представить себе, что заряды неизменно связаны с очень малыми твердыми телами (ионы, электроны), то эти уравнения являются основой электродинамики Лоренца и оптики движущихся тел.

Если преобразовать эти уравнения, которые справедливы в системе K, с помощью формул преобразования из §§ 3 и 6 к системе k, то получаются следующие уравнения:

$$\frac{1}{V}\left\{u_\xi \rho' + \frac{\partial X'}{\partial \tau}\right\} = \frac{\partial N'}{\partial \eta} - \frac{\partial M'}{\partial \xi}, \qquad \frac{\partial L'}{\partial \tau} = \frac{\partial Y'}{\partial \zeta} - \frac{\partial Z'}{\partial \eta},$$

$$\frac{1}{V}\left\{u_\eta \rho' + \frac{\partial Y'}{\partial \tau}\right\} = \frac{\partial L'}{\partial \zeta} - \frac{\partial N'}{\partial \xi}, \qquad \frac{\partial M'}{\partial \tau} = \frac{\partial Z'}{\partial \xi} - \frac{\partial X'}{\partial \zeta},$$

$$\frac{1}{V}\left\{u_\zeta \rho' + \frac{\partial Z'}{\partial \tau}\right\} = \frac{\partial M'}{\partial \xi} - \frac{\partial L'}{\partial \eta}, \qquad \frac{\partial N'}{\partial \tau} = \frac{\partial X'}{\partial \eta} - \frac{\partial Y'}{\partial \xi},$$

где

$$u_\xi = \frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{V^2}}, \qquad u_\eta = \frac{u_y}{\beta\left(1 - \frac{u_x v}{V^2}\right)}, \qquad u_\zeta = \frac{u_z}{\beta\left(1 - \frac{u_x v}{V^2}\right)},$$

$$\rho' = \frac{\partial X'}{\partial \xi} + \frac{\partial Y'}{\partial \eta} + \frac{\partial Z'}{\partial \zeta} = \beta \cdot \left(1 - \frac{v u_x}{V^2}\right)\rho.$$

Таким образом, как это и следует из теоремы сложения скоростей (§ 5), вектор $(u_\xi,\, u_\eta,\, u_\zeta)$ есть не что иное, как скорость электрических зарядов, измеренная в системе k. Тем самым показано, что электродинамическая основа лоренцовской электродинамики движущихся тел подчиняется принципу относительности, если исходить из наших кинематических принципов.

Отметим еще кратко, что из доказанных уравнений легко может быть выведена следующая важная теорема: если электрически заряженное тело движется в пространстве произвольно и если его заряд, наблюдаемый из координатной системы, движущейся вместе с этим телом, при этом не изменяется, то этот заряд остается неизменным и при наблюдении из «покоящейся» системы K.

§ 10. Динамика (слабо ускоренного) электрона

Пусть в электромагнитном поле движется точечная частица с электрическим зарядом ε (в дальнейшем называемая «электроном»), о законе движения которой мы будем предполагать только следующее.