

7. НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ДЛЯ ДВИЖУЩИХСЯ ЧАСТИЦ

Ранее мы убедились, что при движении частицы в эфире со скоростью $\mathbf{v}$ за счет запаздывания рассеянных частицей случайных волн эфира возникает эффект деформации силового поля, в результате чего оно утрачивает сферическую симметрию (рис.4). Очевидно, что это отразится и на векторе напряженности электрического поля $\mathbf{E}$.

В случае электростатики выражение для вектора $\mathbf{E}$ через потенциал φ имело очень простой вид (24). Теперь нам следует определить, как повлияет на форму этого поля скорость частиц в эфире $\mathbf{v}$ с учетом волновых процессов.

Нами было показано, что силовой потенциал φ удовлетворяет волновому уравнению (31). При наличии распределенных зарядов функция φ удовлетворяет и уравнению Пуассона (68). Используя принцип суперпозиции силовых полей, обоснованный в разделе 5., из суммы уравнений (31) и (68) получаем волновое уравнение для потенциала φ при наличии распределенных в пространстве зарядов

$$c^2 \Delta \varphi - \partial^2 \varphi / \partial t^2 = (-\rho / \epsilon_0) c^2. \quad (75)$$

С учетом соотношения (67) уравнение (75) приводим к виду

$$c^2 \Delta \varphi - \partial^2 \varphi / \partial t^2 + c^2 \operatorname{div} \mathbf{E} = 0. \quad (76)$$

Затем, продифференцировав уравнение (74) по времени, получаем

$$(1/c^2) \partial^2 \varphi / \partial t^2 + \operatorname{div} \partial \mathbf{A} / \partial t = 0, \quad (77)$$

где во втором слагаемом мы поменяли местами производную по времени с оператором div . Из уравнений (76) и (77) имеем

$$\Delta \varphi + \operatorname{div} \partial \mathbf{A} / \partial t + \operatorname{div} \mathbf{E} = 0. \quad (78)$$

Заменив в последнем уравнении $\Delta \varphi$ на $\operatorname{div} \nabla \varphi$, приходим к уравнению

$$\operatorname{div} (\nabla \varphi + \partial \mathbf{A} / \partial t + \mathbf{E}) = 0, \quad (79)$$

откуда окончательно получается

$$\mathbf{E} = - \nabla \varphi - \partial \mathbf{A} / \partial t. \quad (80)$$

Следует заметить, что выражение в скобках уравнения (79) не может равняться ротору от любого вектора, поскольку это полностью противоречит природе заключенных в скобки векторов $\nabla \varphi$, $\mathbf{A}$ и $\mathbf{E}$.

Таким образом, в выражение (80) для вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ вошла частная производная по времени от вектора $\mathbf{A}$, которая и учитывает факт движения частиц в эфире.

В разделе 3. было отмечено (формула (39)), что запаздывающий векторный потенциал $\mathbf{A}$ отличается от силового запаздывающего скалярного потенциала Φ на множитель $\mathbf{v}/c^2$, т.е.

$$\mathbf{A} = \varphi \mathbf{v} / c^2. \quad (81)$$

Далее учтем тот факт, что в уравнениях с частными производными в динамике Лагранжа операторы ∇ и Δ не действуют на компоненты скорости, т.е. координаты и скорости выступают в роли независимых динамических переменных.

Умножив уравнение (68) на величину $\mathbf{v}/c^2$ и введя скорость $\mathbf{v}$ под знак Δ , получаем с учетом соотношения (81)

$$\Delta \mathbf{A} = - \mathbf{j} / \varepsilon_0 c^2. \quad (82)$$

Используя принцип суперпозиции силовых волновых полей по аналогии с выводом уравнения (75), из волнового уравнения для вектора $\mathbf{A}$ (42) и уравнения (82) получаем результирующее уравнение

$$\Delta \mathbf{A} - (1/c^2) \partial^2 \mathbf{A} / \partial t^2 = - \mathbf{j} / \varepsilon_0 c^2. \quad (83)$$

Данное уравнение потребуется нам для вывода одного из уравнений Максвелла и дальнейшего анализа в теории электромагнетизма, в частности, для выяснения природы так называемого тока смещения.