РЕЦЕНЗИЯ

на монографию Ф. Ф. Менде Проблемы современной физики и пути их решения.

Уравнение Максвелла для материальных сред в современном виде были записаны О. Хэвисайдом [1] в конце 19-го века (ниже они представлены без введения магнитного поля $\vec{H}$, как это было предложено в [2])

$$\begin{aligned} &\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\vec{E} = 4\pi\rho(\vec{r},t), \quad \frac{\partial\rho}{\partial t} + div\vec{J} = 0, \\ &\operatorname{rot}\vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{J}(\vec{r},\mathrm{t}), \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $\vec{E}$ и $\vec{B}$ поля, которые следует определить из системы (1), а ρ и $\vec{J}$ плотности заряда и тока, которые находятся из уравнений движения среды в полях $\vec{E}$ и $\vec{B}$.

Впервые релятивистское уравнение движения заряженной частицы записал А.Пуанкаре примерно в тоже самое время [1], вводя, так называемую силу Лоренца

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} = e\left\{\vec{E} + \frac{1}{c}\left[\vec{v}\vec{B}\right]\right\}. \tag{2}$$

Здесь $\vec{P}$ импульс частицы, а $\vec{v}$ ее скорость. Величина c, фигурирующая в (1) и (2) , должна быть, согласно принципу специальной теории относительности (СТО) А. Пуанкаре, одной и той же. Принцип относительности А. Пуанкаре, сформированный им в 1904 году [1], гласит: «любое физическое уравнение (в том числе (1) и (2) - А.А. Р.) тогда и только тогда имеет отношение к действительности, если оно инвариантно при преобразованиях Лоренца». Кстати, преобразования Лоренца также были сформулированы А. Пуанкаре в 1901году [1], причем было показано, что уравнения (1) и (2) Лоренц - инвариантны, если величина c совпадает со скоростью, фигурирующей в преобразованиях Лоренца, и названа была эта скорость, скоростью света. Можно показать, что в случае вакуума (т.е. при $\rho = \vec{J} = 0,$) величина c является скоростью распространения плоских электромагнитных волн, представляющих решение линейной системы (1) в вакууме.

Первым, кто воспользовался системой уравнений (1) и (2) для описания электромагнитных свойств металлов в начале прошлого века, был X. Лоренц [1]. Позже, И. Ленгмюр с помощью этой же системы описал газовую плазму [1]. В тридцатые годы прошлого столетия системой уравнений (1) и (2) воспользовался А.А.Власов, сформулировавший знаменитое кинетическое уравнение Власова [1], описывающее электродинамику газов из заряженных частиц как невырожденных (газовую плазму), так и вырожденных (металлов). В 1946 уравнение Власова строго было обосновано Н.И.Боголюбовым [1] в своей знаменитой монографии «Динамические методы в статистической физике»[3]. Правда, и он ввёл силу Лоренца, которая является правой частью уравнение (2), аксиоматическии.

Автору настоящей монографии удалось, исходя из оригинальной записи законов Кулона и Фарадея, обосновать силу Лоренца и естественным образом ввести ее в электродинамику сред, представляющих собой идеальные газы и системы заряженных частиц. В этом состоит достижение автора и его монография, безусловно, будет с интересом встречена читателями.

Вместе с тем, я хочу показать, что введение в феноменологической электродинамике однородных в пространстве и стационарных во времени сред понятия диэлектрической проницаемости, которое резко критикуется в монографии, вообще не основано на силе Лоренца и является вполне естественным и обоснованным. Действительно, уравнения Максвелла (1) не замкнуто и содержит кроме полей также плотность тока (плотность заряда выражается через плотность тока с помощью уравнения непрерывности (1)). Для определения тока необходимо знание уравнений динамики сред в полях $\vec{E}$ и $\vec{B}$, т.е. необходимо дополнить систему (1) моделью динамики среды. Из динамики среды находится связь между $\vec{E}(\vec{r},t)$ и $\vec{J}(\vec{r},t)$ (поле $\vec{B}$ выражается через поле $\vec{E}$ с помощью уравнения Максвелла (1)), т.е. находится закон Ома

$$\vec{J}(\vec{r},t)=\vec{\Phi}(\vec{E}(\vec{r}\,',t')) \tag{3}$$

Закон Ома (3) (более точно, его следует называть материальным уравнением) сложное операторное уравнение. Однако в случае однородной в пространстве и стационарной во времени сред в линейном приближении (т.е. в пределе слабых полей) без ограничения общности, но с учетом принципа причинности (причиной функцией является $\vec{J}$, а поле $\vec{E}$ - следствие) можно записать

$$\vec{E}_i(\mathbf{r},t)=\int_{-\infty}^{t}dt'\int d\vec{r}\,'\hat{\sigma}_{ij}^{-1}\left(\vec{r}-\vec{r}\,',;t-t'\right)J_j\left(\vec{r}\,',t'\right), \tag{4}$$

Здесь тензор $\hat{\sigma}_{ij}^{-1}(\vec{R},\tau)$ определяется уравнением динамики среды.

Система (1) и (4) образуют замкнутую линейную систему интегро-дифференциальных уравнений с разностным ядром в виде тензорной функции, решение которой хорошо известно в математике [4]. В частности, эта система допускает решение в виде плоской монохроматической волны $\vec{E}\left(\vec{r},t\right)=\vec{E}\left(\omega,\vec{k}\right)e^{-i\omega t+i\vec{k}\vec{r}}$, где $\vec{k}$ и ω связаны между собой дисперсионным соотношением, приведенным ниже. Для таких решений система (1) и (4) сводится к виду

$$\begin{aligned}&\left[\vec{k}\vec{E}(\omega,\vec{k}\right]=\frac{\omega}{c}\vec{B}(\omega,\vec{k}),\quad \vec{k}\vec{E}(\omega,\vec{k})=4\pi\rho(\omega,\vec{k}),\quad \omega\rho+\vec{k}\vec{J}=0,\\&\left[\vec{k}\vec{B}\right]=-\frac{\omega}{c}\vec{E}-\frac{4\pi}{c}\vec{J}(\omega,\vec{k}),\quad \vec{k}\vec{B}=0,\quad E_i(\omega,\vec{k})=\sigma_{ij}^{-1}(\omega,\vec{k})J_j(\omega,\vec{k})\end{aligned} \tag{5}$$

где тензор $\sigma_{ij}^{-1}(\omega,\vec{k})$ связан с тензором $\hat{\sigma}_{ij}^{-1}(\vec{R},\tau)$ односторонним преобразованием Фурье

$$\sigma^{-1}{}_{ij}\left(\omega,\vec{k}\right)=\int_0^{\infty}dt_1\int d\mathbf{r}_1\hat{\sigma}_{ij}^{-1}\left(\vec{r}_1;t_1\right)e^{i\omega t_1-i\vec{k}\vec{r}_1}, \tag{6}$$

Обратный тензору (6) тензор $\sigma_{ij}(\omega,\vec{k})$ называется тензором проводимости среды:

Вместо тока $\vec{J}(\omega,\vec{k})$ можно ввести электрическую индукцию и тензор диэлектрической проницаемости

$$\boxed{D_i = E_i + \frac{4\pi}{c} J_i + \left(\delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{ij}\right) E_j = \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) E_j} \qquad (7)$$

Отсюда следует тождественная связь межу тензорами

$$\boxed{\left(\delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{ij}\right) = \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})} \qquad (7a)$$

В случае изотропной и негиротропной среды (подробнее см.[3])

$$\boxed{\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}\right)\varepsilon^{tr}(\omega, k) + \frac{k_i k_j}{k^2}\varepsilon^{l}(\omega, k)} \qquad (8)$$

Величины $\varepsilon^{tr}(\omega,\vec{k})$ и $\varepsilon^{l}(\omega,\vec{k})$ называются, соответственно, поперечной и продольной проницаемостями.

Если изотропной среды ввести магнитное поле $\vec{H}$ и электрическую и магнитную проницаемости: $\boxed{\vec{D}' = \varepsilon^0(\omega, k)\vec{E}}$ и $\boxed{\vec{B} = \mu(\omega, k)\vec{H}}$, то легко устанавливаются связи [3]:

$$\varepsilon^0(\omega,k) = \varepsilon^l(\omega,k), \quad 1 - \frac{1}{\mu(\omega,k)} = \frac{\omega^2}{c^2 k^2}\left[\varepsilon^{te}(\omega,k) - \varepsilon^l(\omega,k)\right] \qquad (9)$$

Наконец, отметим, что уравнение (1) и (4) допускают решения в виде плоской волны, если выполняется условие разрешимости системы (3), (так называемое дисперсионное соотношение) [3]:

$$\left\{k^2\delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{ij}(\omega,k)\right\}E_j = 0, \qquad (10)$$

$$\boxed{\Lambda(\omega,k) \equiv \left|k^2\delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{ij}(\omega,\mathbf{k})\right| = 0} \qquad (10a)$$

Первое уравнение - это запись системы (5) в тензорном виде, а второе есть дисперсионное соотношение.

В случае изотропной негиротропной среды соотношения (10) сводятся к виду [3]:

$$\begin{gathered} \varepsilon^l(\omega,k)(\vec{k}\vec{E}) = 0, \\ \left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon^{tr}(\omega,k)\right]^2 \left[\vec{k}\times\vec{E}\right] = 0 \end{gathered} \qquad (11)$$

$$\boxed{\varepsilon^l(\omega,k) = 0}, \quad \boxed{\left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon^{tr}(\omega,k)\right]^2 = 0} \qquad (11a)$$

В записи уравнений Максвелла через $\vec{E}$ и $\vec{H}$ эта система принимает вид

$$\varepsilon^0(\omega,k)(\vec{k}\vec{E})=0,$$

$$\left[k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon^0(\omega,k)\mu(\omega,k)\right]^2\left[\vec{k}\times\vec{E}\right]=0 \qquad (12)$$

$$\boxed{\varepsilon^0(\omega,k)=0}, \qquad \boxed{\left[k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon^0(\omega,k)\mu(\omega,k)\right]^2=0} \qquad (12a)$$

Вот и вся феноменологическая линейная электродинамика материальных сред. Она безупречна и ее критика автором настоящей монографии, с моей точки зрения, плод недоразумения. Он под электродинамикой материальных сред понимает электродинамику классического (невырожденного) и холодного газа с объединением двух частей (по терминологии автора) электродинамики: системы уравнений Максвелла и динамики среды. При этом он в теорию последовательно вводит в силу Лоренца, в отличие от динамического уравнения Пуанкаре (2), в которой эта сила постулируется.[x)]

В Заключение еще раз хочу подчеркнуть, что рецензируемая монография имеет право на существование и с учетом выше изложенного читатель, безусловно, оценит ее положительно.

Литература

1. Ю.А. Храмов, История физики, Киев, Феникс, 2006.
2. В.П. Силин и А.А. Рухадзе, Электродинамика плазмоподобных сред, М. Атомиздат, 1961.
3. Н.Н. Боголюбов, Динамические методы в статистической физике, М. Физмалит, 1946.
4. В.И. Смирнов, Курс высшей математики, Гостехиздат, т. I - V, 1949 -1952.

х) Правда, я считаю, что электрическая часть силы Лоренца есть следствие Кулоновского взаимодействия двух заряженных тел, когда одно тело создает поле, а второе тело (или частица с зарядом) взаимодействует с этим полем. Магнитная ее часть силы Лоренца является следствием силы Ампера, как взаимодействие движущейся частицы с магнитного поля тока.

/РухадзеА.А/