и получившая в свое время всеобщее признание в рамках классической электронной теории, уступила место модели атома Резерфорда—Бора, которую затем сменила квантовомеханическая модель атома. Все эти модели имеют, однако, одну существенную общую черту: отрицательные заряды существуют в виде дискретных частиц—электронов—и могут быть легко отделены от атомов, в то время как положительные заряды прочно связаны с атомом.

Классическая электронная теория исходит из фундаментального положения, что уравнения Максвелла, сформулированные в макроскопической электродинамике, со всей строгостью применимы в микромире. Отметим попутно, что это положение отвергается квантовой физикой. Достаточно вспомнить первый постулат Бора, в котором содержится аксиоматическое утверждение об отсутствии излучения при движении электрона в атоме по стационарным орбитам, т. е. при движении с ускорением (вопреки Максвеллу!).

Классическое положение о полной тождественности законов макро- и микромира является принципиально неверным, поэтому нельзя рассматривать объекты микромира, перенося на них целиком, как это делается в электронной теории, все законы макроскопической физики. Тем не менее классическая электронная теория не утратила своего значения до сих пор.

Достоинством классической электронной теории является наглядность ее модельных представлений, на основе которых она приходит к качественно правильным выводам. Однако количественные результаты электронной теории обычно расходятся с опытными данными (часто весьма сильно).

Очень многие представления классической электронной теории в связи с их наглядностью и простотой сохранились до сих пор в курсах общей физики и в физике средней школы; это вполне правомерно, так как во многих случаях квантовая механика только уточняет выводы классической электронной теории и ограничивает область их применения.

§ 54. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА—ЛОРЕНЦА

В § 1 был изложен введенный Лоренцем способ усреднения микрофизических величин, являющихся функциями координат. Для усреднения нестационарных величин дополнительно вводят физически бесконечно малый промежуток времени Δt. В соответствии с идеями Лоренца, он должен быть велик по сравнению с продолжительностью атомных процессов (например, с временем жизни возбужденного атома) и вместе с тем достаточно малым, чтобы величины, усредненные по соседним промежуткам времени Δt, либо мало, либо вовсе не отличались друг от друга.

Введенный Лоренцем способ усреднения величин вида $\psi(x, y, z)$ можно распространить и на переменные величины вида $f(x, y, z, t)$:

$$\langle f(x, y, z, t)\rangle = \frac{1}{\Delta V \Delta t}\int\limits_{\Delta V}\int\limits_{\Delta t} f(x+\xi, y+\eta, z+\zeta, t+\tau)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta\, d\tau,$$

где ξ, η, ζ, τ — приращения x, y, z, t. Средние значения обозначаются символом $\langle\ \rangle$.

Из общего вида $\langle f\rangle$ ясно, что $\frac{\partial}{\partial t}\langle f\rangle = \left\langle \frac{\partial f}{\partial t}\right\rangle$, $\frac{\partial}{\partial x}\langle f\rangle = \left\langle \frac{\partial f}{\partial x}\right\rangle$. Соответственно

$$\langle \operatorname{div}\vec{a}\rangle = \operatorname{div}\langle\vec{a}\rangle,$$
$$\langle \operatorname{rot}\vec{a}\rangle = \operatorname{rot}\langle\vec{a}\rangle.$$

Воспользуемся идеями Лоренца, чтобы записать систему уравнений электромагнитного поля для микроскопического поля, т. е. для поля в математически бесконечно малом объеме (в «точке»). Естественно, что константы ε, μ, γ в эти уравнения входить не будут, так как они возникают в результате усреднений по физически бесконечно малым объемам. Введем обозначения: напряженности микроскопического поля $\vec{e}$ (т. е. $\vec{E}_м$) и $\vec{h}$ ($\vec{H}_м$), плотности заряда $\rho_м$, плотности тока $\vec{j}_м = \rho_м\vec{v}$ (индекс «микро» заменен индексом «м»).

Необходимо отметить, что в математически бесконечно малом объеме (в «точке») свободные и связанные заряды, очевидно, неразличимы, поэтому $\rho_м$ означает плотность любого электрического заряда в данной точке. Точно так же неразличимы токи свободных и связанных зарядов (токи проводимости и молекулярные токи). Все токи с точки зрения микромира должны рассматриваться как конвекционные токи $\rho\vec{v}$, где $\vec{v}$ — скорость перемещения зарядов.

Исходя из положения о строгой применимости уравнений Максвелла в микромире, приходим к системе уравнений микроскопического поля, называемых также уравнениями Лоренца:

I уравнение:

$$\operatorname{rot}\vec{h} = \rho_м\vec{v} + \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0\vec{e});$$

II уравнение:

$$\operatorname{rot}\vec{e} = -\frac{\partial}{\partial t}(\mu_0\vec{h}); \qquad (54.1)$$

уравнения для дивергенций:

$$\operatorname{div}(\mu_0\vec{h}) = 0,$$
$$\operatorname{div}(\varepsilon_0\vec{e}) = \rho_м.$$

Равенство нулю расходимости магнитного вектора выражает предположение, что в природе нет магнитных зарядов.

Макроскопические значения физических величин обозначим без индексов: $\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{D}$, $\vec{B}$, ρ, $\vec{j}$. Выполнив усреднения величин e, h, $\rho_м$, $j_м$ по Лоренцу, получим значения этих величин для макроскопического поля:

$$\left.\begin{aligned} &\langle\vec{e}\rangle=\vec{E}, \quad \langle\rho_м\rangle=\rho+\rho_{связ}, \\ &\mu_0\langle\vec{h}\rangle=\vec{B}, \quad \langle\vec{j}_м\rangle=\langle\rho_м\vec{v}\rangle. \end{aligned}\right| \tag{54.2}$$

Магнитное поле (поле вектора $\vec{B}$) по определению обусловлено всеми токами (как токами проводимости, так и молекулярными токами) [ср. § 29]. Таким образом, вектор $\vec{B}$ можно определить как усредненную напряженность поля, обусловленную всеми микроскопическими токами (умножаемую при записи в СИ еще на множитель μ_0).

В соответствии с усреднением (54.2) уравнения макроскопического поля имеют следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} &\text{I. } \operatorname{rot}\vec{B}=\mu_0\langle\rho_м\vec{v}\rangle+\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}; \\ &\text{II. } \operatorname{rot}\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}; \\ &\text{III. } \operatorname{div}\vec{B}=0; \\ &\text{IV. } \operatorname{div}\vec{E}=\frac{\langle\rho_м\rangle}{\varepsilon_0}. \end{aligned}\right| \tag{54.3}$$

Записанные здесь уравнения макроскопического поля часто называют уравнениями Максвелла — Лоренца. Новую форму при усреднении приобретает первое уравнение (54.3). В нем отражен тот факт, что более полной характеристикой магнитного поля является вектор $\vec{B}$. В правую сторону уравнения входит только «чистый» ток смещения; первое слагаемое учитывает токи проводимости и токи связанных зарядов. Как мы видим, в уравнения Максвелла — Лоренца входят только векторы $\vec{E}$ и $\vec{B}$. Сопоставим уравнение I (54.3) с первым уравнением Максвелла в его классической редакции, предложенной Герцем:

$$\operatorname{rot}\vec{H}=\vec{j}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t},$$

или, с учетом соотношения $\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}$,

$$\operatorname{rot}\vec{H}=\vec{j}+\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0\vec{E})+\frac{\partial\vec{P}}{\partial t}.$$

Поскольку вектор $\vec{B}$ определяется помимо токов проводимости еще и молекулярными токами, микроскопическая плотность которых обозначается $\vec{j}_{мол}$, можно записать первое уравнение Максвелла — Лоренца в таком виде:

$$\operatorname{rot}\frac{\vec{B}}{\mu_0}=\vec{j}+\frac{\partial\vec{P}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0\vec{E})+\vec{j}_{мол}. \tag{54.4}$$

Уравнение (54.4) совпадает с первым уравнением (54.3) при условии:

$$\langle\rho_м\vec{v}\rangle=\vec{j}+\frac{\partial\vec{P}}{\partial t}+\vec{j}_{мол}. \tag{54.5}$$

Это уравнение выявляет физический смысл величин — компонент плотности тока (54.2). Усредненная плотность микроскопических токов складывается из плотностей токов проводимости $\vec{j}$, поляризационных токов $\vec{j}_{пол}=\frac{\partial\vec{P}}{\partial t}$ и токов намагничивания $\vec{j}_{мол}$. Природу поляризационного тока понять нетрудно: при изменении вектора поляризации во времени происходит упорядоченное движение зарядов, образующих диполи (как при ориентационном, так и при электронном механизме поляризации). Токи намагничивания связаны с упорядочением внутримолекулярных токов, которые при намагниченности $\vec{J}=0$ распределены хаотично.

Связь вектора плотности тока $\vec{j}_{мол}$ с вектором намагниченности $\vec{J}$ будет дана в следующем параграфе.

От уравнений феноменологической электродинамики отличается также уравнение IV (54.3): вместо $\operatorname{div}\vec{D}=0$ имеем:

$$\operatorname{div}(\varepsilon_0\vec{E})=\langle\rho_м\rangle.$$

Используя снова уравнение связи электрических векторов $\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}$, найдем дивергенцию вектора $\vec{D}$:

$$\operatorname{div}\vec{D}=\operatorname{div}(\varepsilon_0\vec{E})+\operatorname{div}\vec{P},$$

откуда

$$\operatorname{div}(\varepsilon_0\vec{E})=\operatorname{div}\vec{D}-\operatorname{div}\vec{P}=\rho-\operatorname{div}\vec{P}. \tag{54.6}$$

Это уравнение совпадает с IV (54.3) при условии:

$$\langle\rho_м\rangle=\rho-\operatorname{div}\vec{P}.$$

Как было показано ранее (§ 12 и 13), $\operatorname{div}\vec{P}=-\rho_{связ}$, откуда вытекает формула усреднения:

$$\langle\rho_м\rangle=\rho+\rho_{связ}.$$

Как известно, в феноменологической теории появление связанных зарядов, токов поляризации и намагничивания учитывается введением относительных проницаемостей ε и μ.

В следующих параграфах будет показано, что при сопоставлении уравнений Максвелла с уравнениями электронной теории выявляется физическая природа ряда величин, которыми оперирует феноменологическая электродинамика. Выражение проницаемостей ε и μ через микрофизические параметры дается в § 57, 60—61; для удельной электропроводности это выполняется в курсе электронной теории вещества.

§ 55. УСРЕДНЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ЛОРЕНЦА В МАГНЕТИКАХ. СВЯЗЬ МЕЖДУ ВЕКТОРАМИ $\vec{H}$, $\vec{B}$ И $\vec{J}$

В § 13 был дан вывод равенств $\operatorname{div}\vec{P} = -\rho_{\text{связ}}$ и $P_n = \sigma_{\text{связ}}$. Нам предстоит выполнить аналогичную операцию для магнитного поля: найти связь между вектором намагниченности $\vec{J}$ и усредненными (макроскопическими) плотностями молекулярных токов, обусловливающих намагничивание.

Рассмотрим внутри магнетика плоский контур L, охватывающий площадку S. Как видно из рисунка 78, молекулярные токи могут двумя способами пересекать площадку S: токи *1* проходят через S два раза в противоположных направлениях и вклада в результирующий ток не дают. Токи *2* по одному разу пересекают площадку S; поэтому результирующий молекулярный ток образуется алгебраической суммой токов *2*. Считаем токи, пересекающие S в направлении нормали $\vec{n}$ положительными, а противоположно направленные — отрицательными.

В целях упрощения можно полагать все молекулярные токи одинаковыми и равными $i_м$ («микро»): площади охватываемых ими кругов также считаем одинаковыми и равными S_0. Очевидно, произведение $i_м S_0 \vec{n}'$ (рис. 79) представляет собой магнитный момент элементарного молекулярного тока $\vec{p}_m$. Пусть в единице объема магнетика содержится N центров молекулярных токов. Обозначим через α угол между нормалью $\vec{n}'$ к плоскости молекулярного тока и направлением элемента $d\vec{l}$ контура L. Построим вокруг элемента длины dl как оси элементарный цилиндр с

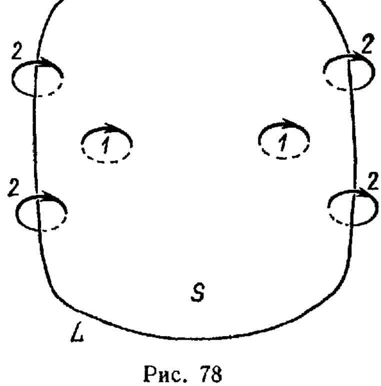

Рис. 78