ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВЕЩЕСТВЕ

ГЛАВА I

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ВЕЩЕСТВЕ

§ 1. Вывод основных уравнений поля

Мы рассматривали выше электромагнитные процессы, происходящие в вакууме. Предметом нашего рассмотрения служили как электрические заряды, движущиеся в вакууме, так и окружающее их электромагнитное поле. Теперь мы перейдем к изучению электромагнитных явлений, происходящих в веществе (в среде). Теория электромагнитных процессов в веществе часто именуется макроскопической электродинамикой.

Как будет видно из дальнейшего, характер электромагнитных процессов в веществе существенно зависит от свойств последнего. Например, механизм прохождения тока через металлические проводники и плазму газового разряда имеет существенно разный характер и сопровождается различными явлениями; магнитные явления в ферромагнетиках сильно отличаются от таких же процессов в диа- и парамагнетиках и т. д.

Тем не менее, оказывается возможным на основе некоторых весьма общих допущений построить феноменологическую теорию электромагнитных явлений в веществе. Для этого необходимо, прежде всего, найти общие уравнения электромагнитного поля в веществе. Затем, как мы увидим ниже, необходимо будет высказать некоторые, хотя и весьма общие допущения, о конкретных свойствах той среды, в которой происходят те или иные электромагнитные процессы.

Мы видели, что в основных уравнениях теории электромагнитного поля — уравнениях Максвелла — Лоренца — фигурировали величины, относящиеся к данной точке и данному моменту времени. Запишем эти уравнения в несколько измененных обозначениях, заменив $\boldsymbol{E}$ на $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{H}$ на $\boldsymbol{h}$. Выпишем уравнения Максвелла — Лоренца, а также закон сохранения заряда в новых обозначениях:

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{e} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{h}}{\partial t}, \tag{1,1}$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{h} = 0, \tag{1,2}$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{h} = \frac{4\pi}{c}\rho \boldsymbol{v} + \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{e}}{\partial t}, \tag{1,3}$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{e} = 4\pi\rho, \tag{1,4}$$

$$\operatorname{div} \rho \boldsymbol{v} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \tag{1,5}$$

В веществе — среде, построенной из атомов или молекул, уравнения Максвелла — Лоренца, содержащие характеристики поля, отнесенные к данной точке и данному моменту времени, теряют смысл. Действительно, в веществе все величины, в том числе и электромагнитное поле, весьма быстро изменяются от точки к точке и в данном месте — во времени. Например, напряженность электрического поля имеет сравнительно малое значение вне данного атома, становится весьма большой внутри него и вновь спадает за его пределами. Рост поля в миллионы раз и его последующее спадание происходят в масштабах порядка атомных размеров. Такое же изменение поля во времени в фиксированной точке происходит, например, из-за теплового движения атома за малые доли секунды. Поэтому, как и в других макроскопических процессах, происходящих в веществе, интерес и значение имеют лишь средние значения соответствующих величин (ср. ч. III).

Усредним уравнения Максвелла — Лоренца по физически бесконечно малым объему v_0 и промежутку времени τ, вводя средние по формуле

$$\bar{f} = \frac{1}{2\tau}\int_{-\tau}^{\tau}\frac{1}{v_0}\int_{v_0} f\, dV\, dt. \tag{1,6}$$

Тогда имеем

$$\operatorname{rot} \bar{\boldsymbol{e}} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \bar{\boldsymbol{h}}}{\partial t}, \tag{1,7}$$

$$\operatorname{rot} \bar{\boldsymbol{h}} = 0, \tag{1,8}$$

$$\operatorname{rot} \bar{\boldsymbol{h}} = \frac{4\pi}{c}\overline{\rho \boldsymbol{v}} + \frac{1}{c}\frac{\partial \bar{\boldsymbol{e}}}{\partial t}, \tag{1,9}$$

$$\operatorname{div} \bar{\boldsymbol{e}} = 4\pi\bar{\rho}, \tag{1,10}$$

$$\operatorname{div} \overline{\rho \boldsymbol{v}} + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = 0. \tag{1,11}$$

Введем следующие обозначения:

$$\bar{e} = \boldsymbol{E}, \tag{1,12}$$

$$\bar{h} = \boldsymbol{B} \tag{1,13}$$

и будем именовать среднее значение напряженности электрического поля в среде напряженностью поля $\boldsymbol{E}$, а среднее значение напряженности магнитного поля в среде магнитной индукцией $\boldsymbol{B}$ (такое название среднего магнитного поля связано исключительно с исторической традицией). Тогда уравнения (1,7)—(1,11) приобретают вид

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \tag{1,14}$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{B} = 0, \tag{1,15}$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\overline{\rho \boldsymbol{v}}, \tag{1,16}$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{E} = 4\pi\bar{\rho}, \tag{1,17}$$

$$\operatorname{div} \overline{\rho \boldsymbol{v}} + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = 0. \tag{1,18}$$

Дальнейшие преобразования уравнений связаны с нахождением средних значений $\bar{\rho}$ и $\overline{\rho v}$. Нахождение этих средних требует введения некоторых допущений о строении вещества.

В рамках теории электромагнитного поля в веществе последнее рассматривается как сплошная среда, свойства которой описываются при помощи ряда формальных макроскопических характеристик, таких как диэлектрическая проницаемость, проводимость и т. п. Некоторые из этих формальных характеристик будут найдены путем применения методов статистической физики и связаны с молекулярным строением вещества.

Однако с самого начала нам придется разбить все вещества на две группы — на проводники и диэлектрики. Под проводниками мы будем понимать тела, в которых под действием приложенного внешнего стационарного поля возникает перемещение зарядов по объему и соответствующий этому движению зарядов электрический ток. В диэлектриках внешнее поле не создает движения зарядов, хотя может вызывать их смещение в новые положения равновесия.

Уже из этих определений ясна условность разделения тел на проводники и диэлектрики. В действительности в диэлектриках внешнее электрическое поле вызывает некоторый, хотя и весьма малый ток. С другой стороны, в некоторых проводниках ток также может быть невелик. Важнейшую роль в физике и технике играют полупроводники. В одних условиях электрический ток в полупроводниках сравнительно велик и приближается к току в проводниках. Иногда же ток в полупроводниках так же мал, как в самых совершенных диэлектриках.

Тем не менее схематическое разделение всех тел на проводники и диэлектрики является достаточно хорошим приближением, на основе которого возможно построение феноменологической теории электромагнитных явлений в сплошных средах.

§ 2. Поляризация среды в электрическом поле

При вычислении $\bar{\rho}$ следует различать случаи тела в целом электронейтрального и содержащего отличный от нуля заряд.

Рассмотрим сперва первый случай. Если электронейтральное тело помещено во внешнее электрическое поле, в атомах и молекулах происходит смещение отрицательных и положительных зарядов друг относительно друга. Тело, оставаясь электронейтральным, приобретает дипольный момент. Мы будем характеризовать тело средним дипольным моментом всех его частиц в единице объема. Средний дипольный момент единицы объема будет именоваться вектором поляризации или, кратко, поляризацией $\boldsymbol{P}$. Дипольный момент, приобретаемый телом, равен, по определению

$$\boldsymbol{d} = \int \boldsymbol{P}\, dV = \int \rho_{\text{связ}} \boldsymbol{r}\, dV. \tag{2,1}$$

Ввиду произвольности объема интегрирования

$$\boldsymbol{P} = \rho_{\text{связ}} \boldsymbol{r}. \tag{2,1'}$$

Если тело поляризовано равномерно, т. е. $\boldsymbol{P}$ одинаково во всех точках тела, то $\boldsymbol{P} = \frac{\boldsymbol{d}}{V}$. Появление в теле поляризации при известных условиях, которые будут ясны из дальнейшего, сопровождается возникновением среднего объемного заряда $\rho_{\text{связ}}$. Значок (связ) означает, что средний заряд обусловлен смещением зарядов, связанных в атомах тела. Появление связанного, или индуцированного, заряда называется электростатической индукцией или поляризацией.

Для нахождения $\rho_{\text{связ}}$ воспользуемся определением (2,1) и преобразуем интеграл $\int \boldsymbol{P}\, dV$ к виду $\int f(\boldsymbol{P}) \boldsymbol{r}\, dV$, где $f(\boldsymbol{P})$ — некоторая функция поляризации. Тогда, сравнивая $\int f(\boldsymbol{P}) \boldsymbol{r}\, dV$ с $\int \rho_{\text{связ}} \boldsymbol{r}\, dV$, можно найти значение $\rho_{\text{связ}}$. Используя формулу (1,53) и полагая в ней $\boldsymbol{a} = \boldsymbol{P}$, $\boldsymbol{b} = \boldsymbol{r}$, находим

$$\int (\boldsymbol{P}\boldsymbol{n}) \boldsymbol{r}\, dS = \int \boldsymbol{r} \operatorname{div} \boldsymbol{P}\, dV + \int (\boldsymbol{P} \operatorname{grad}) \boldsymbol{r}\, dV =$$

$$= \int \boldsymbol{r} \operatorname{div} \boldsymbol{P}\, dV + \int \boldsymbol{P}\, dV.$$