ВВЕДЕНИЕ

В радиотехнике, радиолокации, связи и многих других областях современной техники используются электромагнитные явления и процессы, а также устройства, в которых эти процессы и явления играют существенную роль: передающие и приемные антенны, различные линии передачи электромагнитной энергии, объемные резонаторы и фильтры, делители мощности и т. д. В учебном пособии «Электродинамика и распространение радиоволн» рассмотрены основные уравнения и положения электродинамики, возбуждаемые электромагнитные волны в неограниченном пространстве, их характеристики и параметры, рассматриваются вопросы теории направляемых электромагнитных волн и особенности построения и практического применения фидерных трактов и колебательных СВЧ-устройств различных типов в существующих и перспективных образцах радиотехнических систем, рассмотрены вопросы теории распространения радиоволн в свободном пространстве.

Учебное пособие состоит из тринадцати глав. В первой главе рассмотрены основные уравнения и законы электромагнитного поля, в частности уравнения электростатического поля, магнитного поля, уравнения Максвелла и их решение. Вторая глава посвящена электромагнитным волнам, их характеристикам и параметрам. В третьей главе пособия рассмотрено распространение электромагнитных волн в изотропных средах, уделено внимание распространению электромагнитных волн в идеальном диэлектрике, а также в средах с потерями. Четвертая глава посвящена особенностям распространения электромагнитных волн при падении на границу разделов двух сред. В пятой главе настоящего пособия изложены основы теории излучения электромагнитных волн на примере элементарных излучателей, рассматриваются понятия диаграммы направленности, коэффициент направленного действия, сопротивление излучения, структура поля в ближней и дальней зоне. Шестая глава посвящена особенностям распространения электромагнитных волн в направляющих системах, даны основные характеристики линий передач и назначение направляющих систем, рассмотрены распространение радиоволн в волноводах — прямоугольном и круглом. В седьмой главе рассмотрены электромагнитные колебания объемных резонаторов разных типов, в частности резонаторов сложной формы, коаксиальных, а также в резонаторах волноводных типов. Восьмая глава пособия посвящена особенностям распространения электромагнитных волн в замедляющих структурах, рассмотрены способы замедления электромагнитных волн для различных типов замедляющих структур, а также уделено внимание понятию медленных волн. В девятой главе приведены особенности распространения электромагнитных волн в анизотропных средах, дана классификация ферритов и рассмотрены явления и эффекты в электромагнитных волнах, распространяющиеся через анизотропные среды. В десятой главе рассмотрены вопросы распространения радиоволн с учетом земной поверхности, приведена классификация радиоволн, особенности распространения и отражения их вблизи земной поверхности. В одиннадцатой, двенадцатой и тринадцатой главах пособия освещены вопросы влияния тропосферы и ионосферы на распространение радиоволн различных частотных диапазонов с учетом влияния времени суток и времени года.

Учебное пособие соответствует требованиям, предъявляемым Федеральным государственным образовательным стандартом 3-го поколения, и предназначено для подготовки бакалавров и магистрантов всех форм обучения по направлениям «Радиотехника», «Инфокоммуникационные технологии и системы связи» «Конструирование и технология электронных средств», при изучении дисциплин «Электромагнитные поля и волны», «Электродинамика и распространение радиоволн», «Техническая электродинамика». Материалы пособия рекомендуется использовать при выполнении курсовых проектов, выпускных квалификационных работ бакалавров и магистерских диссертаций указанных направлений, оно также может быть полезно аспирантам и инженерам, работающим в области радиотехники, радиофизики, современных телекоммуникационных систем, и студентам других технических специальностей.

ГЛАВА 1

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ЗАКОНЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

1.1. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

1.1.1. Электростатическое поле заряда. Закон Кулона

Пусть в некотором объеме V, ограниченном поверхностью S, сосредоточен совокупный электрический заряд q, так как диаметр электрона как элементарного отрицательного заряда составляет порядка $5{,}6 \cdot 10^{-13}$ см, то даже в самом малом объеме, который доступен наблюдателю, содержится большое число элементарных зарядов (рис. 1.1.1). Можно считать, что в рассматриваемом объеме V элементарные заряды распределены не дискретно, а непрерывно с *объемной плотностью*

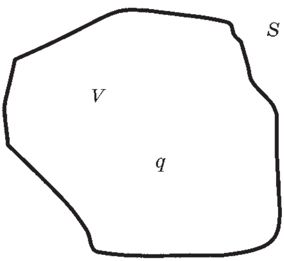

Рис. 1.1.1
Определение
электростатического поля заряда

$$\rho = \frac{dq}{dV}, \text{Кл} / \text{м}^3. \qquad (1.1.1)$$

Если совокупный заряд q распределен по поверхности S, то говорят о *поверхностной плотности* зарядов

$$\sigma = \frac{dq}{dS}, \text{Кл} / \text{м}^3. \qquad (1.1.2)$$

Иногда бывают заданы законы распределения величин ρ и σ, тогда совокупный заряд q определяется как

$$q = \int\limits_V \rho dV, \text{Кл}; \qquad (1.1.3)$$

$$q = \int\limits_S \sigma dV, \text{Кл.} \tag{1.1.4}$$

В самом простом случае совокупный заряд q характеризуется постоянством во времени, т.е. $dq/dt=0$, и неподвижностью в пространстве $v=0$, где v — скорость перемещения совокупного заряда q. Такой заряд создает так называемое *электростатическое поле.* Рассмотрим его.

Закон Кулона. Пусть два неподвижных, постоянных во времени точечных заряда разнесены в пространстве (в вакууме) на расстояние r (рис. 1.1.2). Понятие «точечный заряд» условно. Говоря о точечных зарядах, предполагают, что размеры тел, на которых распределены заряды q и $q_{\text{ВН}}$, значительно меньше расстояния r. Взаимодействие между зарядами характеризуется законом Ш. Кулона (1785) в вакууме:

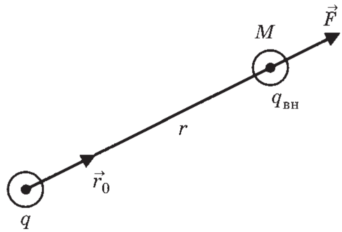

Рис. 1.1.2
Силовые линии точечного заряда

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q \cdot q_{\text{ВН}}}{r^2} \vec{r}_0, \text{Н или Кл} \cdot \text{В} / \text{м}, \tag{1.1.5}$$

где $\varepsilon_0 = 1/36\pi \cdot 10^{-9}$ Ф/м — электрическая постоянная.

Единичный вектор $\vec{r}_0$ ориентирован от источника силового поля $\vec{F}$, т.е. заряда q, к точке наблюдения M, т.е. к заряду $q_{\text{ВН}}$. Если заряды q и $q_{\text{ВН}}$ одного знака, то сила $\vec{F}$, действующая на заряд $q_{\text{ВН}}$, будет совпадать с вектором $\vec{r}_0$, т.е. будет наблюдаться отталкивание зарядов. Если заряды разного знака, они будут притягиваться (рис. 1.1.3).

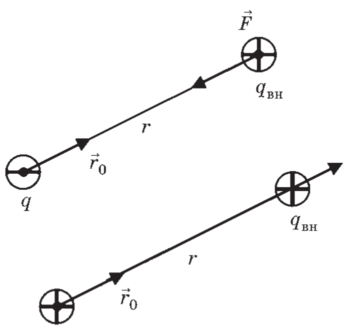

Рис. 1.1.3
Силовые линии точечных зарядов разных зарядов

1.1.2. Напряженность электрического поля. Потенциал

Для характеристики силового воздействия поля заряда q вводится понятие напряженности электростатического поля как силы, действующей на единичный положительный заряд $q_{\text{ВН}}$:

$$\vec{E} = \vec{F} / q_{\text{ВН}}, \text{В} / \text{м}, \tag{1.1.6}$$

или с учетом выражения (1.1.5):

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\vec{r}_0, \text{В} / \text{м}. \tag{1.1.7}$$

Учитывая сказанное выше, можно показать, что вектор $\vec{E}$ всегда направлен от положительного заряда к отрицательному или в бесконечность.

Электрическое поле, созданное зарядом q в окружающем пространстве, имеет силовую и энергетическую характеристики — напряженность поля $\vec{E}$ и потенциал φ.

Это основной параметр, описывающий электромагнитное поле в точке, где находится приемник. От величины напряженности электрического поля полезного сигнала в точке приема зависит работоспособность радиотехнических средств.

Свойства поля точечного заряда. Сначала вспомним некоторые разделы математики, которые потребуются нам в будущем.

1. *Градиент* скалярной функции $\varphi(r)$ — векторная величина, определяемая как

$$\text{grad}\varphi(r) = \nabla\varphi\frac{\partial}{dx}\vec{i} + \frac{\partial}{dy}\vec{j} + \frac{\partial}{dz}\vec{k}, \tag{1.1.8}$$

где $\nabla = \frac{\partial}{dx}\vec{i} + \frac{\partial}{dy}\vec{j} + \frac{\partial}{dz}\vec{k}$ — оператор ∇ (набла) в прямоугольной системе координат.

Другими словами, градиент скалярной функции $\varphi(r)$ в любой точке $M(r)$ есть вектор, нормальный к поверхности уровня в данной точке, и направлен в сторону наибольшего возрастания функции (рис. 1.1.4), численно равный ее производной по нормали к поверхности, т. е.

$$\mathrm{grad}\varphi(r) = \frac{\partial}{dn}\vec{n}_0.$$

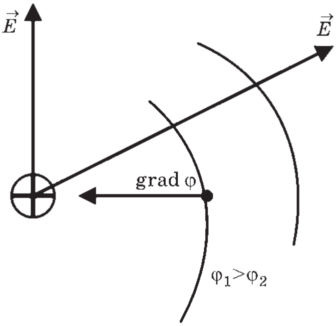

Рис. 1.1.4
Градиент скалярной функции

Иными словами, это вектор, показывающий направление и величину наибольшего возрастания функции.

2. *Дивергенция* векторной функции $\vec{E}(r)$ — скалярная величина, определяемая как

$$\mathrm{div}\vec{E} = \nabla\vec{E} = \frac{\partial E_x}{dx} + \frac{\partial E_y}{dy} + \frac{\partial E_z}{dz}. \qquad (1.1.9)$$

Геометрический смысл дивергенции заключается в том, что дивергенция (расходимость) поля есть предел отношения потока векторного поля через замкнутую поверхность, окружающую данную точку M, к объему V, ограниченному этой поверхностью, когда она стягивается к точке. То есть *дивергенция векторной функции* $\vec{E}(r)$ — *скаляр* (*число*), *описывающий источники и стоки поля.*

Если дивергенция отлична от нуля, то физически это значит, что в рассматриваемой точке имеются источники поля ($\mathrm{div}\vec{E} > 0$) или его стоки ($\mathrm{div}\vec{E} < 0$). Если $\mathrm{div}\vec{E} = 0$, то в рассматриваемой точке поля отсутствуют источники и стоки поля (рис. 1.1.5).

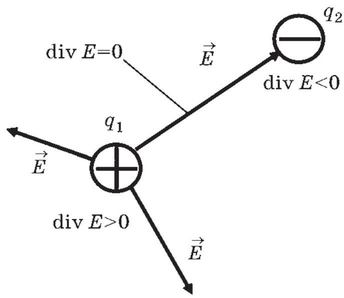

Рис. 1.1.5
Дивергенция векторной функции

3. *Ротор* (*вихрь*) векторной функции $\vec{E}(r)$ есть векторная величина, определяемая как

$$\mathrm{rot}\vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{dx} & \frac{\partial}{dy} & \frac{\partial}{dz} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix}. \qquad (1.1.10)$$

Ротор характеризует степень завихренности векторного поля в точке M(r).

Вихревые линии любого векторного поля обладают тем свойством, что они нигде не начинаются и нигде не кончаются, так как

$$\mathrm{div}\,\mathrm{rot}\vec{E} = 0.$$

Чтобы определить свойства электростатического поля, описываемого равенством (1.1.7), необходимо определить дифференциальные характеристики поля в точке: $\mathrm{rot}\vec{E}$, $\mathrm{div}\vec{E}$. Если в каждой точке поля:

$$\mathrm{rot}\vec{E}\begin{cases} = 0 \text{ — поле потенциальное;} \\ \neq 0 \text{ — поле вихревое.} \end{cases}$$

Если в каждой точке поля:

$$\mathrm{div}\vec{E}\begin{cases} = 0 \text{ — поле соленоидальное, т. е. замкнутое;} \\ \neq 0 \text{ — поле не соленоидальное.} \end{cases}$$

Для получения $\mathrm{rot}\vec{E}$ и $\mathrm{div}\vec{E}$ представим выражение (1.1.7) в виде

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^3}\vec{r} = f(r)\vec{r}, \qquad (1.1.11)$$

где $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$.

После соответствующих вычислений получим, что для электростатического поля одиночного заряда вне его

$$\mathrm{rot}\vec{E} = 0,\ \mathrm{div}\vec{E} = 0. \qquad (1.1.12)$$

Это означает:

1. Из первого равенства следует, что поле потенциальное, вектор $\vec{E}$ является градиентом скалярного поля, называемого *потенциалом* φ электростатического поля, т. е.

$$\vec{E} = -\mathrm{grad}\varphi. \qquad (1.1.13)$$

2. В потенциальном поле работа сил поля по перемещению вносимого заряда определяется только разностью

потенциалов исходной и конечной точек и не зависит от формы пути.

3. Поле соленоидальное, т. е. в точках, не принадлежащих области V, линии напряженности электростатического поля непрерывны, а это значит, что в этих точках источники поля отсутствуют.

Теперь остановимся более подробно на равенстве (1.1.13).

Потенциал электростатического поля. Установлено, что в электростатическом поле имеет место равенство (1.1.13). Определим выражение для φ. Так как $\vec{E}=f(r)$, то предположим, что и $\varphi=f(r)$, тогда

$$\begin{aligned}\mathrm{grad}&=\frac{\partial}{\partial x}\vec{i}+\frac{\partial}{\partial y}\vec{j}+\frac{\partial}{\partial z}\vec{k}=\\&=\frac{\partial}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial x}\vec{i}+\frac{\partial}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial y}\vec{j}+\frac{\partial}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial z}\vec{k}=\frac{\partial}{\partial r}\vec{r}_0,\end{aligned}\qquad(1.1.14)$$

где $r_0^2=x^2+y^2+z^2$.

Поскольку выражение для $\vec{E}$ известно, приравнивая выражения (1.1.7) и (1.1.14) и найдя первообразную, определим φ как

$$\varphi=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r},\text{ В.}\qquad(1.1.15)$$

Знак «–» в выражении (1.1.13) учитывает, что вектор $\vec{E}$ направлен от «+» к «–», а gradφ направлен в сторону увеличения потенциала. Линии равных потенциалов (эквипотенциали) образуют своеобразные энергетические уровни.

1.1.3. Поле системы зарядов. Электрический диполь

Пусть имеется система, состоящая из N зарядов. Поле в точке M будет определяться как векторная сумма полей каждого из зарядов:

$$\vec{E}=\sum_{n=1}^{N}\vec{E}_n,\qquad(1.1.16)$$

а потенциал соответственно:

$$\varphi = \sum_{n=1}^{N} \varphi_n. \qquad (1.1.17)$$

Простейший случай системы зарядов. Электрически нейтральные атом и молекула при появлении электрического поля поляризуются, т. е. происходит смещение отрицательно заряженных частиц (электронов) против внешнего поля, а положительно заряженных ядер — вдоль. То есть электрически нейтральная частица становится диполем (рис. 1.1.6).

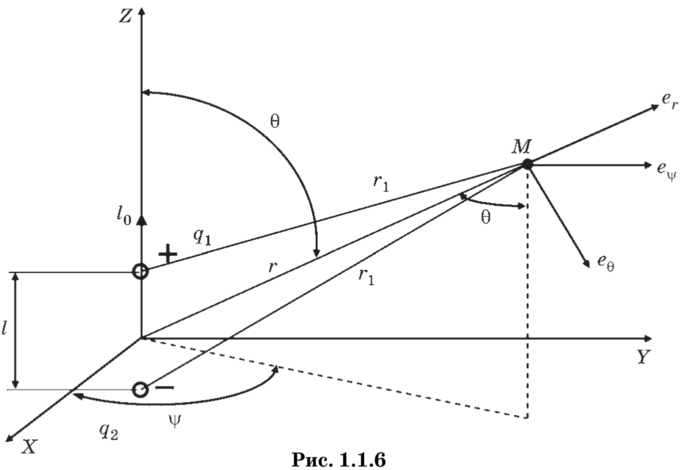

Рис. 1.1.6
Система зарядов

В сферической системе координат рассмотрим систему, состоящую из двух различных зарядов, отстоящих на расстоянии l друг от друга.

В соответствии с выражением (1.1.17) определим потенциал в точке M. Запишем

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = -\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_1} + \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right). \qquad (1.1.18)$$

Оговоримся, что M удалена от частицы на расстояние $r \gg l$, тогда лучи r_1, r_2, r можно считать параллельными, а это значит, что

$$r_2 = r - l/2\cos\theta,\ \ r_1 = r + l/2\cos\theta. \qquad (1.1.19)$$

Подставляем в (1.1.18) и, считая, что $(l/2\cos\theta)^2 = r^2$, получим

$$\varphi = \frac{ql\cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2}. \qquad (1.1.20)$$

Произведение q на l определяет модуль электрического момента диполя и является величиной векторной, направленной от «$-q$» к «$+q$»:

$$\vec{P} = ql\vec{l}_0, \qquad (1.1.21)$$

где $\vec{l}_0$ — единичный вектор. Для того чтобы записать выражение для вектора $\vec{E}$ в сферической системе координат, вспомним, что

$$\mathrm{grad}\varphi = \frac{d\varphi}{dr}\vec{e}_r + \frac{1}{r}\frac{d\varphi}{d\theta}\vec{e}_\theta + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{d\varphi}{d\psi}\vec{e}_\psi,$$

и, учитывая, что $\varphi = f(\theta, r)$, запишем

$$\vec{E} = \frac{ql}{4\pi\varepsilon_0 r^3}(2\cos\theta\vec{e}_r + \sin\theta\vec{e}_\theta), \text{В/м}. \qquad (1.1.22)$$

1.1.4. Теорема Остроградского — Гаусса. Материальные уравнения

Пусть заряды расположены в некотором объеме не дискретно, как было в предыдущем случае, а непрерывно с объемной плотностью ρ. В этом случае потенциал в точке M, если использовать выражения (1.1.3) и (1.1.15), запишется

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int\limits_V \frac{\rho}{r}dV, \qquad (1.1.23)$$

а $\vec{E} = -\mathrm{grad}\varphi, \mathrm{rot}\vec{E} = 0, \mathrm{div}\vec{E} = 0$ для точек поля, не принадлежащих области V.

Во всех предыдущих случаях мы рассматривали ситуацию, когда по известному распределению заряда определялось поле — так называемая прямая задача. Иногда необходимо решать обратную задачу — найти закон распределения заряда по заданному полю.

Поле объемных зарядов. Пусть в объеме V распределен электрический заряд q с объемной плотностью ρ. Известно электростатическое поле, создаваемое этим зарядом. Определить закон распределения заряда в области V. Окружим V замкнутой поверхностью S. Для этого обратимся к *закону Гаусса*:

$$\oint_S \vec{E} dS = \frac{q}{\varepsilon_0}, \qquad (1.1.24)$$

согласно которому поток вектора напряженности электростатического поля через замкнутую поверхность S, охватывающую совокупный заряд q, пропорционален величине этого заряда.

С учетом соотношения (1.1.3) $q = \int_V \rho dV$ закон Гаусса можно записать

$$\oint_S \vec{E} dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV. \qquad (1.1.25)$$

Обратимся к *теореме Остроградского — Гаусса*, которая непосредственно вытекает из определения дивергенции и согласно которой [1]

$$\oint_S \vec{E} dS = \int_V \mathrm{div} \vec{E} dV \qquad (1.1.26)$$

поток вектора напряженности электростатического поля через замкнутую поверхность, ограничивающую объем V, равен расхождению поля из этого объема.

Приравнивая левые части равенств (1.1.24) и (1.1.25):

$$\int_V \mathrm{div} \vec{E} dV = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV, \qquad (1.1.27)$$

откуда

$$\mathrm{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}. \qquad (1.1.28)$$

Данное уравнение дает возможность решать обратную задачу. Если известен закон изменения потенциала φ, уравнение (1.1.28) принимает вид уравнения Пуассона [1]:

$$\operatorname{div}(-\operatorname{grad}\varphi) = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \qquad (1.1.29)$$

иначе записывается

$$\nabla^2\varphi = -\rho / \varepsilon_0 \text{ или } \frac{\partial^2}{dx^2} + \frac{\partial^2}{dy^2} + \frac{\partial^2}{dz^2} = -\rho / \varepsilon_0.$$

При нулевой правой части, т. е. для точек вне рассматриваемого объема уравнение приобретает вид уравнения Лапласа.

Электростатическое поле в диэлектрике. (Электрическая индукция.) Материальные уравнения. Все предыдущие рассуждения проводились для случая, когда заряд находится в вакууме. Рассмотрим реальный случай, когда окружающая среда — *диэлектрик*.

При внесении в электростатическое поле с вектором напряженности $\vec{E}$ диэлектрика в последнем наблюдается явление поляризации. Физическая сторона этого явления следующая: диэлектрик содержит в себе «связанные» заряды, т. е. связанные с данным веществом молекулярными силами и неотделимые от него.

При воздействии внешнего поля связанные заряды диэлектрика перемещаются так, что их собственное поле $\vec{E}_{CB}$ компенсирует действие внешнего поля $\vec{E}'$. Результирующее поле

$$\vec{E} = \vec{E}' + \vec{E}_{CB}. \qquad (1.1.30)$$

Поскольку поле связанных зарядов вызвано потенциальным полем, то и оно, и результирующее поле, потенциальны, т. е.

$$\operatorname{rot}\vec{E}' = 0;\ \operatorname{rot}\vec{E}_{CB} = 0;\ \operatorname{rot}\vec{E} = 0;$$

$$\operatorname{div}\vec{E}' = \frac{\rho}{\varepsilon_0};\ \operatorname{div}\vec{E}_{CB} = \frac{\rho_{CB}}{\varepsilon_0} = -\frac{1}{\varepsilon_0}\operatorname{div}\vec{P},$$

где $\vec{P}$ — вектор электрической поляризации или поляризованность единицы объема вещества.

Выясним, чему равно расхождение вектора (электрические заряды не только создают электростатическое поле в окружающем их пространстве, но и поляризуют его):

$$\begin{gathered}\operatorname{div}\vec{E} = \operatorname{div}\vec{E}' + \operatorname{div}\vec{E}_{CB} = \rho / \varepsilon_0 - \operatorname{div}\vec{P} / \varepsilon_0 \\ \text{или } \operatorname{div}(\varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}) = \rho.\end{gathered} \tag{1.1.31}$$

Выражение $\varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \vec{D}$ — *вектор электрической индукции*, или *вектор электрического смещения.*

Таким образом,

$$\operatorname{div}\vec{D} = \rho. \tag{1.1.32}$$

Для линейных (*линейной* называется среда, свойства которой не зависят от величины напряженности поля (воздух, фторопласт), *однородная* — параметры среды ε_a, μ_a одинаковы во всех ее точках, *изотропная* — физические свойства ее одинаковы по всем направлениям в каждой точке) однородных изотропных сред справедливо

$$\vec{P} = k_э\varepsilon_0\vec{E}, \tag{1.1.33}$$

где $k_э$ — диэлектрическая восприимчивость вещества; ε_0 — абсолютная восприимчивость.

Подставляя (1.1.32) в выражение для $\vec{D}$, получим

$$\vec{D} = \varepsilon_0(1 + k_э)\vec{E}, \tag{1.1.34}$$

где $1 + k_э = \varepsilon$ — относительная диэлектрическая проницаемость среды; $\varepsilon\varepsilon_0 = \varepsilon_a$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды.

Тогда

$$\vec{D} = \varepsilon_a\vec{E}, \text{ Кл} / \text{м}^2. \tag{1.1.35}$$

Уравнения (1.1.34), (1.1.35) называются материальными уравнениями. Они описывают макроскопические свойства вещества при воздействии на них электромагнитных полей.