ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Глава 3. Прохождение и отражение электромагнитных волн.

3.1. Законы отражения и преломления электромагнитных волн.

3.1.1. Электромагнитные волны на границе 2-х сред.

Когда свет достигает границы раздела двух сред с разными оптическими свойствами, он частично проходит во вторую среду, изменяя направление распространения в случае наклонного падения, и частично возвращается в первую среду. Направление отраженного и преломленного света описывается хорошо известными законами геометрической оптики. Однако эти законы ничего не говорят о поляризации и интенсивности отраженного и преломленного света. Ответ на эти вопросы и вывод законов отражения и преломления дается на основе электромагнитной теории света.

Появление преломленной и отраженной световых волн на границе раздела сред обусловлено теми же физическими причинами, что и изменение фазовой скорости волны при её распространении в неограниченной среде по сравнению со скоростью света в вакууме: электрическое поле падающей волны раскачивает входящие в состав вещества среды заряженные частицы, которые становятся источниками вторичных волн. Задача нахождения отраженной и преломленной волн, возникающих в результате сложения этих когерентных вторичных волн, может быть решена в рамках макроскопической электродинамики, т.е. с помощью уравнений Максвелла и феноменологических материальных уравнений. При этом среды рассматриваются как сплошные, а их оптические свойства задаются показателями преломления. Законы отражения и преломления, а также выражаемые формулами Френеля соотношения между амплитудами и фазами падающей, отраженной и преломленной волн получаются как следствие граничных условий для электромагнитного поля, вытекающих из уравнений Максвелла.

Закономерности отражения и преломления света относятся к наиболее ранним экспериментальным открытиям в оптике. Закон отражения был известен ещё Архимеду. Открытие закона преломления связывают с именами В. Снеллиуса и Р. Декарта.

Рассмотрим идеализированный случай бесконечной плоской границы раздела двух неподвижных *однородных изотропных сред*, каждая из которых занимает целое полупространство. Пусть в одной из сред задана проходящая из бесконечности *плоская монохроматическая волна*, поверхности постоянной фазы которой представляют собой неограниченные плоскости. Падающая на границу раздела волна порождает волновой процесс в обеих средах, который мы и будем исследовать. Поскольку достаточным является приближенное выполнение этих условий, то полученные в рассматриваемой модели результаты имеют практическое значение. Действительно, небольшие участки сферической волны, приходящей от удаленного источника, могут рассматриваться как плоские. Аналогично, могут приближенно рассматриваться как плоские небольшие участки неплоской границы, если их размеры велики по сравнению с длиной световой волны длины.

Монохроматичность падающей волны предполагает установившийся характер всех процессов. Падающая, отраженная и преломленная волны составляют полное электромагнитное поле, которое должно удовлетворять определенным *граничным условиям*, заключающимся в непрерывности тангенциальных составляющих векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на границе раздела сред (при отсутствии на границе свободных зарядов и поверхностных токов):

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}, \quad H_{1\tau} = H_{2\tau} \tag{3.1.1}$$

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad B_{1n} = B_{2n} \tag{3.1.2}$$

Связав величины, входящие в (3.1.1) и (3.1.2), уравнениями Максвелла, можно показать, что, если выполняется первая пара уравнений (3.1.1), то автоматически будет выполняться и 2-ая пара (3.1.2),

Следует отметить, что наличие во второй среде только одной (преломленной) волны, уходящей от границы, не следует непосредственно из уравнений Максвелла, а основано на дополнительном предположении, известном как *условие излучения*. Условие излучения, связанное с *принципом причинности*, дает критерий отбора имеющих физический смысл решений: возбуждаемое тело может порождать лишь уходящие от него волны (отраженные, рассеянные и т.п.). В рассматриваемой задаче физический смысл имеет решение, основанное на предположении о наличии только трех волн: падающей, отраженной и преломленной.

Пусть в рассматриваемых средах отсутствуют ферромагнетики (μ = const), т.е. первая среда характеризуется показателем преломления $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$, а вторая – $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2\mu_2}$. Первую среду мы будем считать прозрачной, для второй среды пока не будем делать таких предположений. Итак, пусть на границу двух сред падает плоская монохроматическая электромагнитная волна под углом θ_1:

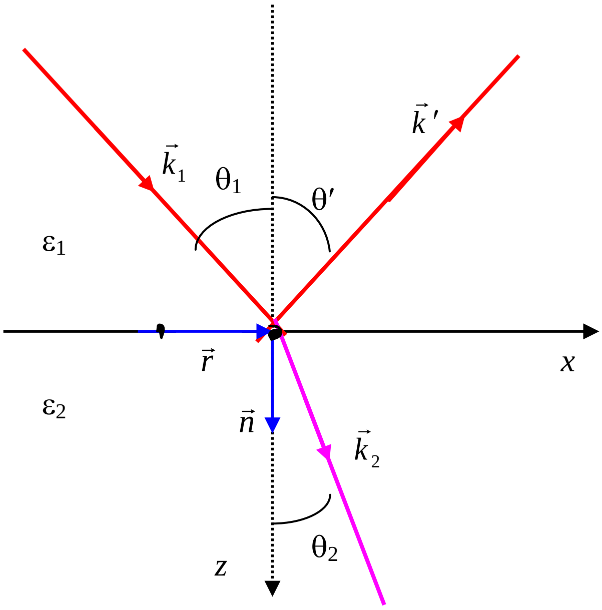

Рис. 1.1.

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{10}\, exp\left[-i\left(\omega_1 t - \vec{k}_1\vec{r}\right)\right] \qquad (3.1.3)$$

Отраженная и прошедшая волны могут быть записаны соответственно в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \vec{E}_0'\, exp\left[-i\left(\omega' t - \vec{k}'\vec{r}\right)\right] \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{20}\, exp\left[-i\left(\omega_2 t - \vec{k}_2\vec{r}\right)\right] \end{aligned} \qquad (3.1.4)$$

При этом для волновых векторов имеем обычные соотношения

$$k_1 = \omega_1/v_1\,, \quad k_2 = \omega_2/v_2\,, \quad k' = \omega'/v'\,,$$

где скорости света в средах определяются свойствами сред $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$. Плоскость, образованная векторами $\vec{k}_1$ и $\vec{n}$, называется *плоскостью падения* волны (плоскость xz на рис. 1.1). Запишем граничное условие для тангенциальных составляющих напряженности электрического поля (3.1.1):

$$E_{10\tau}e^{-i\left(\omega_1 t - \vec{k}_1\vec{r}\right)} + E_{0\tau}'e^{-i\left(\omega' t - \vec{k}'\vec{r}\right)} = E_{20\tau}e^{-i\left(\omega_2 t - \vec{k}_2\vec{r}\right)} \qquad (3.1.5)$$

Равенство (3.1.5) должно выполняться тождественно в произвольных точках $\vec{r}$ (можно для простоты отсчет вести от точки, находящейся на границе раздела) и в произвольные моменты времени t, причем t и $\vec{r}$ независимы друг от друга. При этом показатели экспонент должны быть одинаковыми, поэтому выполняются следующие уравнения:

$$\omega_1 t = \omega' t = \omega_2 t \qquad (3.1.6)$$

$$\vec{k}_1\vec{r} = \vec{k}'\vec{r} = \vec{k}_2\vec{r} \qquad (3.1.7)$$

Отсюда получаем, что частоты отраженной и преломленной волн равны частоте падающей волны, т.е. *частота электромагнитной волны при отражении и преломлении не изменяется*:

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega' = \omega\,. \qquad (3.1.8)$$

Для того, чтобы нагляднее воспользоваться вторым равенством (3.1.7), выберем начало отсчета вектора $\vec{r}$ в плоскости раздела так, чтобы он был перпендикулярен к вектору $\vec{k}_1$ (т.е. на рис. 1.1 вектор $\vec{r}$ направлен вдоль оси y перпендикулярно к плоскости рисунка – плоскости падения волны). Тогда из (3.1.7) следует:

$$\vec{k}_1\vec{r} = 0 = \vec{k}'\vec{r} = \vec{k}_2\vec{r} \qquad (3.1.9)$$

Из этого соотношения следует, что волновые векторы (или иначе направления распространения) *всех трех волн лежат в одной плоскости – плоскости падения.*

3.1.2. Законы отражения и преломления.

Определим соотношения между углом падения волны θ_1, углом отражения θ' и углом преломления θ_2. Выберем вектор $\vec{r}$ вдоль оси x, тогда из равенства (3.1.7) имеем:

$$k_1 r Sin\theta_1 = k' r Sin\theta' = k_2 r Sin\theta_2 \qquad (3.1.10)$$

Сокращая на r и учитывая, что $k_1 = \dfrac{\omega_1}{v_1} = \dfrac{\omega}{v_1} = \dfrac{\omega'}{v_1} = k'$, получаем из первого равенства (3.1.10), что *угол отражения равен углу падения*:

$$\theta_1 = \theta' \tag{3.1.11}$$

Далее из (3.1.10), получаем:

$$\frac{Sin\theta_1}{Sin\theta_2} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1} = n \tag{3.1.12}$$

Здесь n_1 и n_2 – абсолютные показатели преломления рассматриваемых сред, а $n_{12} = n$ – относительный показатель преломления. Закон преломления световых волн часто называют *законом Снеллиуса*:

$$\frac{Sin\theta_1}{Sin\theta_2} = \frac{n_2}{n_1} = n \tag{3.1.13}$$

В зависимости от относительного показателя преломления угол преломления может быть меньше или больше угла падения. Так, при $n_1 > n_2$ может возникнуть такая ситуация, когда $Sin\theta_2 = 1$ и, следовательно, угол преломления $\theta_2 = \pi/2$. Возникает явление *полного внутреннего отражения*, при котором отсутствует волна во второй среде. Угол падения, при котором возникает явление полного внутреннего отражения, называется *предельным углом*:

$$Sin\theta_{1пред} = \frac{n_2}{n_1} \qquad \text{или} \qquad \theta_{1пред} = arcsin\frac{n_2}{n_1} = arcsin\, n_{12} \tag{3.1.14}$$

Подробнее это явление рассмотрим ниже в §3.3.

Примечание 1 *Архимед, древнегреческий ученый, около 287–212 до нашей эры;*
Виллеброрд Снеллиус, голландский ученый, 1580–1626;
Рене Декарт, французский философ и физик, 1596–1650
