

ми v и u наблюдаются существенные расхождения. Майкельсон опытным путем определил показатель преломления сероуглерода $n_1 = 1,75$, между тем как по теории ожидалось $n_2 = 1,64$. Анализ показал, что Майкельсон имел дело с групповой скоростью, а в теории исходили из фазовой скорости:

$$u = \frac{c}{n_1}, \quad v = \frac{c}{n_2}, \quad v > u,$$

откуда

$$n_1 > n_2.$$

В экспериментальных методах определения скорости света фактически всегда измеряют групповую скорость. С помощью формулы Рэля можно сразу перейти к значению фазовой скорости.

Специальная теория относительности ограничивает скорость передачи сигнала скоростью света c , т. е. ограничивает значение групповой скорости. Величина фазовой скорости может превышать c (если показатель преломления n оказывается, как, например, в плазме, меньше единицы), но, поскольку сигнал передается не с фазовой, а с групповой скоростью, которая всегда меньше c , противоречия с теорией относительности не возникает.

§ 46. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

На границе двух прозрачных сред падающий луч преобразуется в отраженный и преломленный лучи, направления которых находятся по законам отражения и преломления. Чтобы описание явления было полным, необходимо еще определить интенсивность и характер поляризации обоих лучей. Несостоятельность механических теорий света домаквелловского периода, строившихся на гипотезе об упругом эфире, особенно наглядно выявилась в безуспешных попытках этих теорий дать ответ на поставленный вопрос. Френель решил этот вопрос в начале XIX в. с помощью формул, носящих теперь его имя. Он рассматривал свет как волны упругости в эфире, но столкнулся при этом с необходимостью ввести ряд противоречивых предположений о свойствах эфира. Напротив, электромагнитная теория света при объяснении явлений, наблюдаемых при отражении и преломлении, не требует каких-либо специальных допущений, выходящих за ее рамки.

Понятия световых колебаний и плоскости поляризации были введены в оптике задолго до установления электромагнитной теории света. Поскольку почти все виды воздействия света на вещество обусловлены электрическим вектором, было решено понимать под световыми колебаниями колебания электрического вектора \vec{E} . В линейно поляризованной волне электрический вектор \vec{E} колеблется в плоскости, перпендикулярной к плоскости

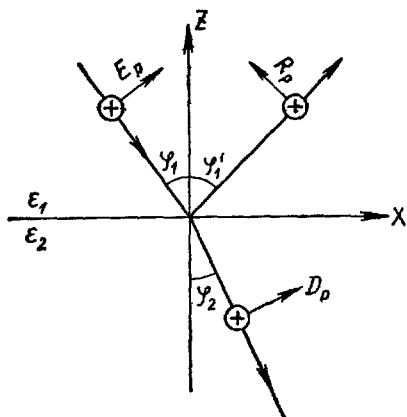


Рис. 74

поляризации, магнитный же вектор \vec{H} колеблется в плоскости поляризации.

В отличие от всегда поляризованных радиоволн, испускаемых радиостанциями, естественный свет в общем случае является неполяризованным, т. е. плоскость колебаний вектора \vec{E} в луче все время изменяется. Однако для любого момента времени можно разложить электрический вектор на две взаимно перпендикулярные составляющие, из которых одна колеблется в плоскости падения луча

на границу сред, а другая — перпендикулярно ей. Поэтому можно рассмотреть два случая: 1) свет поляризован в плоскости падения (причем согласно сказанному электрический вектор колеблется перпендикулярно этой плоскости); 2) свет поляризован в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения (при этом электрический вектор колеблется в плоскости падения).

Введем следующие обозначения (рис. 74). Амплитуду электрического вектора падающей волны обозначим через E , отраженной — R , проходящей — D . Индексом p обозначим составляющие, лежащие в плоскости падения, индексом s — перпендикулярные к плоскости падения. На нашем рисунке за положительное направление p -составляющих примем направления, показанные стрелками, за положительное направление s -составляющих — показанное значком \oplus («от нас»). Составляющие E_s , R_s , D_s совпадают по фазе, если они имеют одинаковые знаки. То же относится к E_p и D_p . Однако E_p и R_p совпадают по фазе лишь в том случае, если знаки их различны, и, наоборот, они противоположны по фазе, если знаки их одинаковы. Для углов падения, отражения и преломления введены соответственно обозначения ϕ_1 , ϕ_1' и ϕ_2 . Обе прозрачные среды, на границе которых происходит преломление и отражение света, считаются идеальными диэлектриками, т. е. их диэлектрические проницаемости ϵ_1 и ϵ_2 имеют постоянные значения, свободные заряды ρ и σ в них отсутствуют, а магнитная проницаемость равна единице. Скорость света в средах соответственно равна v_1 и v_2 , причем в каждой среде

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} = \frac{c}{n} \quad (n \text{ — показатель преломления}).$$

В дальнейшем мы используем соотношение между численными значениями векторов \vec{E} и \vec{H} в плоской волне (43.9), полагая

$\mu = 1$, а также граничные условия для векторов поля (§ 17 и 29): непрерывность тангенциальных составляющих \vec{E} и \vec{H} , непрерывность нормальных составляющих векторов индукции \vec{D} и \vec{B} . При этом следует учесть, что поле в первой среде складывается из полей падающей и отраженной волн. Граничные условия совместно с формулой (43.9) оказываются достаточными для того, чтобы однозначно определить соотношения между углами и амплитудами падающей, отраженной и преломленной волн.

Ниже запишем граничные условия в общем виде и в применении к нашему случаю (ϵ_0 и μ_0 повсюду сокращаются):

В общем виде	Для p -составляющих	Для s -составляющих
$E_{1t} = E_{2t}$	$E_p \cos \varphi_1 - R_p \cos \varphi'_1 =$ $= D_p \cos \varphi_2$	$E_s + R_s = D_s$
$\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}$	$\epsilon_1 (E_p \sin \varphi_1 + R_p \sin \varphi'_1) =$ $= \epsilon_2 D_p \sin \varphi_2$	—
$H_{1t} = H_{2t}$	$\sqrt{\epsilon_1} (E_p + R_p) = \sqrt{\epsilon_2} D_p$	$\sqrt{\epsilon_1} (E_s \cos \varphi_1 -$ $- R_s \cos \varphi'_1) =$ $= \sqrt{\epsilon_2} D_s \cos \varphi_2$
$H_{1n} = H_{2n}$	—	$\sqrt{\epsilon_1} (E_s \sin \varphi_1 +$ $+ R_s \sin \varphi'_1) =$ $= \sqrt{\epsilon_2} D_s \sin \varphi_2.$

(46.1)

Напряженности E и H являются функциями координат и времени в соответствии с выражением для плоской волны

$$E = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right).$$

Произведя замену $r = x \sin \varphi + z \cos \varphi$, получаем для фаз τ_1 , τ_2 , τ_3 падающей, отраженной и проходящей волн:

$$\tau_1 = \omega \left(t - \frac{x \sin \varphi_1 + z \cos \varphi_1}{v_1} \right),$$

$$\tau_2 = \omega \left(t - \frac{x \sin \varphi'_1 + z \cos \varphi'_1}{v_1} \right),$$

$$\tau_3 = \omega \left(t - \frac{x \sin \varphi_2 + z \cos \varphi_2}{v_2} \right).$$

Равенства (46.1) могут иметь место для мгновенных значений векторов только в том случае, если фазы волн на границе сред одинаковы (или противоположны, что сводится к перемене знака перед амплитудой); в силу этого $\tau_1 = \tau_2 = \tau_3$. Поскольку гранич-

ные условия справедливы при любых x в произвольный момент времени t , то (при $z=0$) получим:

$$\frac{\sin \varphi_1}{v_1} = \frac{\sin \varphi_1'}{v_1} = \frac{\sin \varphi_2}{v_2},$$

т. е. $\varphi_1 = \varphi_1'$ (закон отражения) и

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{v_1}{v_2} = n \quad (46.2)$$

(закон преломления). Из формул (46.1) и (46.2) можно легко вывести формулы Френеля.

Для примера находим соотношение между s -составляющими амплитуд отраженного и падающего лучей R_s и E_s :

$$E_s + R_s = D_s,$$

$$\sqrt{\varepsilon_1} (E_s \cos \varphi_1 - R_s \cos \varphi_1') = \sqrt{\varepsilon_2} D_s \cos \varphi_2.$$

Последнее уравнение в силу выражения (46.2) можно преобразовать так:

$$\frac{v_2}{v_1} \cos \varphi_1 (E_s - R_s) = \frac{\sin \varphi_2 \cos \varphi_1}{\sin \varphi_1} (E_s - R_s) = D_s \cos \varphi_2.$$

Исключаем D_s :

$$\frac{\sin \varphi_2 \cos \varphi_1}{\sin \varphi_1 \cos \varphi_2} (E_s - R_s) = E_s + R_s.$$

Выполнив вычисление, получаем одну из формул Френеля:

$$R_s = -E_s \frac{\sin (\varphi_1 - \varphi_2)}{\sin (\varphi_1 + \varphi_2)}. \quad (46.3)$$

Аналогично получаем остальные три формулы Френеля:

$$D_s = E_s \frac{2 \sin \varphi_2 \cos \varphi_1}{\sin (\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (46.4)$$

$$R_p = E_p \frac{\operatorname{tg} (\varphi_1 - \varphi_2)}{\operatorname{tg} (\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad (46.5)$$

$$D_p = E_p \frac{2 \sin \varphi_2 \cos \varphi_1}{\sin (\varphi_1 + \varphi_2) \cos (\varphi_1 - \varphi_2)}. \quad (46.6)$$

Из формул Френеля можно установить фазовые соотношения при отражении и преломлении. Из формул (46.4) и (46.6) следует, что при любом значении углов φ_1 и φ_2 знаки составляющих D и E совпадают, а это означает, что преломленная волна во всех случаях сохраняет фазу падающей.

Обращаясь к фазовым соотношениям при отражении (46.3) и (46.5), мы видим, что необходимо различать два случая: 1) $\varphi_1 > \varphi_2$; 2) $\varphi_1 < \varphi_2$. Первый случай имеет место при $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$. Из анализа указанных формул вытекает, что E_s и R_s имеют теперь противоположные знаки, поэтому их фазы противоположны;

знаки E_p и R_p в этом случае совпадают. Данное явление часто упоминается в оптике как потеря полуволны при отражении. Во втором случае, когда $\varphi_1 < \varphi_2$ (т. е. $\epsilon_2 < \epsilon_1$), фазы падающей и отраженной волн совпадают.

Выведенные выше формулы Френеля позволяют получить формулы для соотношения потоков энергии в падающем, отраженном и преломленном лучах (эти формулы мы выводить не будем).

Гипотеза Максвелла об электромагнитной природе света основывалась на том, что скорость света равна той скорости, с которой распространяются электромагнитные возмущения. После обнаружения Герцем электромагнитных волн метрового диапазона общая природа этих волн и света была доказана экспериментально «Герцевы волны» обладают способностью отражаться, преломляться, поляризоваться; они интерферируют и дифрагируют подобно свету.

Электромагнитная теория света прочно обоснована как с экспериментальной, так и с теоретической стороны. В свою очередь, она стимулировала исследование явлений излучения и поглощения света как элементарных электрических процессов в микроосцилляторах, роль которых играют атомы и молекулы. Электромагнитная теория позволила объяснить большой круг оптических явлений и обосновать ряд соотношений и законов, введенных чисто эмпирическим путем.

§ 47. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ

Рассмотрим распространение монохроматической электромагнитной волны в неограниченной однородной проводящей среде:

$\epsilon = \text{const}$, $\mu = \text{const}$, $\gamma = \text{const}$ ($\gamma \neq 0$). Уравнения Максвелла в этом случае запишем следующим образом:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \gamma \vec{E} + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (47.1)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (47.2)$$

(В первом уравнении выражаем \vec{j} по закону Ома и полагаем $\vec{E}_{\text{стор}} = 0$.)

Проводя те же рассуждения, как и в случае однородной диэлектрической среды (§ 42), приходим к заключению, что и внутри однородного проводника могут распространяться только поперечные электромагнитные волны. Пусть векторы \vec{E} и \vec{H} электромагнитной волны в проводящей среде колеблются с частотой ω , т. е.

$$\vec{E} = \vec{E}_0(x, y, z) e^{i\omega t}, \quad \vec{H} = \vec{H}_0(x, y, z) e^{i\omega t}.$$