

ЛЕКЦИЯ 2 Оптическое излучение

Для описания возникновения оптического излучения (ОИ), его распространения в пространстве и взаимодействия с веществом используются три основные оптические модели: геометрическая оптика, волновая оптика и квантовая оптика. В свою очередь волновая оптика подразделяется на оптику электромагнитную и оптику скалярную.

При решении подавляющего большинства задач ОНК применяется волновая модель света (часто в приближении скалярной оптики). Геометрические соображения в основном используются при построении изображений в оптических системах приборов и объяснения таких явлений, где волновые свойства света не существенны.

2.1. Геометрическая оптика

Геометрическая оптика (ГО) рассматривает оптическое излучение (ОИ) как поток бесконечно большого числа световых лучей, причем каждый луч – это именно геометрический объект, т.е. линия, вдоль которой распространяется свет. ГО позволяет объединить простейшие оптические явления, например, возникновение теней и получение изображений в оптических приборах и базируется на четырех опытных физических законах:

- закон прямолинейного распространения света: в прозрачной однородной среде свет распространяется по прямым линиям;
- закон независимости хода световых пучков: распространение всякого светового пучка в среде не зависит от того, есть ли в ней другие световые пучки;

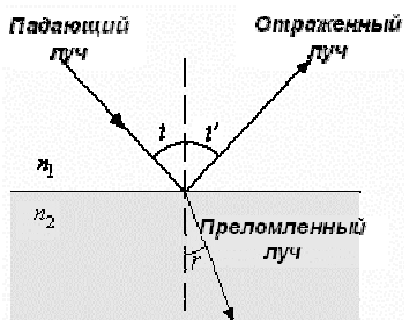


Рис. 2.1

- закон отражения света: падающий и отраженный лучи лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела сред, причем угол падения i равен углу отражения i' (рис. 2.1);

- закон преломления света: преломленный луч лежит в плоскости падения, причем для углов падения i и преломления r справедливо равенство

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{21}, \quad (2.1)$$

где n_{21} – относительный показатель преломления второй среды относительно первой.

Если ввести абсолютный показатель преломления среды n , т.е. ее показатель преломления относительно вакуума, то

$$n_{21} = n_2 / n_1. \quad (2.2)$$

В случае, когда $n_{21} < 1$, т.е., когда вторая среда *оптически более плотная*, чем первая, существует такой угол падения $i_{\text{пр}}$, для которого $r = \pi / 2$. Это значит, что преломленный луч идет по границе раздела сред. Если $i > i_{\text{пр}}$, то свет отражается полностью. Это явление *полного (внутреннего) отражения (ПВО)*. Для предельного угла $i_{\text{пр}}$ имеет место условие

$$\sin i_{\text{пр}} = n_2 / n_1. \quad (2.3)$$

Явление ПВО играет большую роль в создании многих измерительных приборов и оптических элементов. Например, на ПВО основана работа рефрактометров, и принцип действия оптических волокон, являющихся необходимым элементом многих современных систем ОНК.

Информационная характеристика элементарного носителя света в рамках ГО – луча – всего одна - направление.

2.2. Волновая (электромагнитная) оптика

В основе электромагнитной теории света лежит представление о свете как об электромагнитных волнах, т.е. возмущениях электромагнитного поля, которые распространяются в веществе со скоростью

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}}, \quad (2.4)$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме, ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемость вещества.

Так как показатель преломления $n = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu}$, то формулу (2.4) можно переписать в виде

$$v = c/n.$$

Для прозрачных сред $\mu \simeq 1$ и $n \simeq \sqrt{\varepsilon}$.

Полный расчет электромагнитного поля требует знания распределения в пространстве и времени его источников: электрических токов с плотностью \mathbf{j} и свободных электрических зарядов с объемной плотностью ρ , а также электродинамических параметров среды: ε , μ и σ – удельной электропроводимости вещества. При этом решая систему уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt}, \quad (2.5)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \mathbf{j} + \frac{d\mathbf{D}}{dt}, \quad (2.6)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \quad (2.7)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2.8)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E},$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.9)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$$

Здесь \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{B} , \mathbf{H} – основные локальные характеристики электромагнитного поля, называемые, соответственно: напряженность электрического поля, электрическое смещение, магнитная индукция, напряженность магнитного поля.

Решение любой практической задачи в рамках электромагнитной теории сводится к нахождению величин \mathbf{E} и \mathbf{H} с помощью уравнений Максвелла (2.5) – (2.8) с привлечением материальных уравнений (2.9).

В простейшем случае, когда среда однородна, изотропна и стационарна, т.е. ε , μ и σ не зависят от координат \mathbf{r} и времени t , а источники поля отсутствуют ($\rho = 0$, $\mathbf{j} = 0$) из уравнений (2.5) – (2.9) несложно получить волновые уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathbf{E} &= \mu \left(\sigma \frac{d\mathbf{E}}{dt} + \varepsilon \frac{d^2 \mathbf{E}}{dt^2} \right), \\ \Delta \mathbf{H} &= \mu \left(\sigma \frac{d\mathbf{H}}{dt} + \varepsilon \frac{d^2 \mathbf{H}}{dt^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

где Δ – оператор Лапласа.

В большинстве случаев свойства среды, в которой существует электромагнитное поле, не зависят от значений \mathbf{E} и \mathbf{H} (линейные среды). Тогда для решений (2.11) справедлив принцип суперпозиции:

$$\mathbf{E} = \sum \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{H} = \sum \mathbf{H}_i, \quad (2.12)$$

где $(\mathbf{E}_i, \mathbf{H}_i)$ – одно из частных решений (2.11), а суммирование производится по всему набору таких решений (часто бесконечному).

Для прозрачных сред практически всегда можно считать, что их электропроводность $\sigma = 0$, и в качестве частных решений выбирать однородные плоские волны, каждая из которых может быть представлена в виде

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}r)} \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}r)} \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

где \mathbf{E}_0 и \mathbf{H}_0 – амплитуды напряженности электрического и магнитного поля, ω – частота, \mathbf{k} – волновое число. Напомним, что $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$, где λ – длина волны в веществе, связанная с ее скоростью v и частотой ν соотношением

$$\lambda = v/\nu. \quad (2.10)$$

Исследование решений уравнений (2.11), т.е. электромагнитных волн показали, что они обладают следующими свойствами.

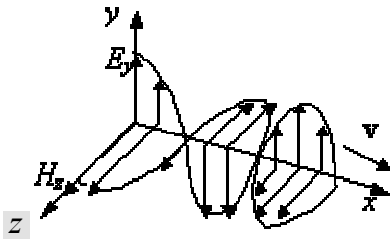


Рис. 2.3

- 1) Частота (или частоты) электромагнитных волн определяются свойствами источника света.
- 2) Электромагнитные волны поперечны, т.е. векторы \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{k} образуют правовинтовую тройку (рис. 2.2).
- 3) \mathbf{E} и \mathbf{H} колеблются в фазе, а отношение их амплитуд равно

$$\frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}} \quad (2.14)$$

Величину, стоящую в правой части равенства (2.14) иногда называют волновым сопротивлением z . Для вакуума ($\varepsilon = \mu = 1$) $z_0 = 120\pi$ Ом.

Если считать, что плоская волна распространяется в направлении оси ОХ, то можно показать, что решение (2.13) представляет собой суперпозицию двух независимых решений

$$\left. \begin{aligned} E_y &= A_y e^{i(\omega t - kx)} \\ H_z &= \frac{1}{z} E_y \end{aligned} \right\} \quad (2.15) \quad \left. \begin{aligned} E_z &= A_z e^{i(\omega t - kx + \varphi)} \\ H_y &= -\frac{1}{z} E_z \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

где A_y и A_z – амплитуды составляющих E_y и E_z электрического поля, φ – сдвиг фаз между этими составляющими. Это означает, что световой вектор \mathbf{E} (а, значит, и вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} , который синфазен с \mathbf{E}) в процессе распространения волны изменяет свое положение в пространстве таким образом, что точка, лежащая на его конце описывает в плоскости YZ эллипс, определяемый уравнением

$$\frac{E_y^2}{A_y^2} + \frac{E_z^2}{A_z^2} - \frac{2E_y E_z}{A_y A_z} \cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad (2.17)$$

Указанное явление носит название *поляризации электромагнитной волны*. Описанное явление присутствует только у поперечных волн.

Различают линейную ($\varphi = \pm m\pi$, $m = 0, 1, 2, \dots$), круговую ($A_y = A_z$, $\varphi = \pm \frac{\pi}{2} + 2m\pi$) и эллиптическую (φ отлично от $0, \pm\pi$ или $\pm \frac{\pi}{2}$) поляризации волн. В случае круговой и эллиптической поляризации возможны два направления вращения вектора \mathbf{E} : правое ($0 < \varphi < \pi$) и левое ($\pi < \varphi < 2\pi$).

Световой поток содержит множество электромагнитных волн. Если направления векторов \mathbf{E} (и/или \mathbf{H}) в них неупорядочены, т.е. у каждой волны свое направление светового вектора, то такой свет называют неполяризованным или естественным. Такой свет создают тепловые источники света и Солнце. Противоположный случай – все \vec{E} упорядочены – соответствует полностью поляризованному свету. Для частично поляризованного света

вводится понятие *степени поляризации* P , которая равна отношению количества волн с упорядоченными световыми векторами к общему их количеству в потоке.

ОИ состоит из большого количества электромагнитных волн. Если частоты ω всех этих волн одинаковы, то свет называется *монохроматическим*, если же одинаковы все волновые векторы \mathbf{k}_i , то *однонаправленным* (поток параллельных лучей).

Реальное ОИ всегда содержит волны с разными частотами и волновыми векторами. Набор частот (или длин волн) ОИ образует его *частотный или временной спектр*, а набор волновых векторов – *пространственный спектр*.

Частотный спектр ОИ в линейной среде определяется источником света, и всегда *дискретен*. Однако, очень часто частотные интервалы между соседними частотами настолько малы, что частотный спектр можно считать приближенно непрерывным. Пространственный спектр ОИ даже в линейной среде зависит как от вида и формы источника света, так и от «истории» распространения (сколько раз и на каких препятствиях свет отразился, преломился, рассеялся и т.д.). В электромагнитной теории света пространственный спектр ОИ всегда считается непрерывным.

Исходя из вышесказанного, световой вектор $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ всегда можно представить в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty \int_{\mathbf{k}} \mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}(\omega, \mathbf{k}) e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} d\omega d\mathbf{k}, \quad (2.18)$$

где $\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}(\omega, \mathbf{k})$ – спектральная функция.

В системах измерения и контроля понятие спектра ОИ видоизменяется. Это связано с тем, что любое измерение осуществляется в точке, где расположен приемник, причем последний фиксирует зависимость интенсивности I света от времени. В этом случае под *спектром оптического сигнала* естественно понимать функцию $I_\omega(\omega)$ (или $I_\nu(\nu)$, $I_\lambda(\lambda)$), а сам измерительный сигнал представлять в виде

$$I(t) = \text{Re} \int_0^\infty I_\omega(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (2.19)$$

где Re означает действительную часть выражения. Согласно спектральной теории спектральная плотность I_ω равна

$$I_\omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty I(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2.20)$$

При распространении ОИ в средах показатель преломления которых зависит от частоты $n(\omega)$ (так называемых диспергирующих или дисперсных средах), наблюдается явление *дисперсии света*, т.е. разложения белого света на монохроматические составляющие, имеющие разные фазовые скорости v_ϕ :

$$v_\phi(\omega) = c / n(\omega). \quad (2.21)$$

В таких средах скорость переноса волной энергии – *групповая скорость* – отличается от фазовой и равна

$$v_{\text{гр}} = \frac{v_\phi}{1 - k \frac{dv_\phi}{d\omega}}, \quad (2.22)$$

где $k = \omega / v_\phi$ – волновое число. Традиционно мерой дисперсии вещества выбирают величину

$$\eta = \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.23)$$

При $\eta > 0$ дисперсию называют нормальной, при $\eta < 0$ – аномальной.

В электромагнитной теории ОИ имеет множество информационных характеристик: частота ω (спектр частот), волновой вектор \mathbf{k} (пространственный спектр), длина волны λ , амплитуда светового вектора A , степень поляризация, геометрия волнового фронта, фазовая

и групповая скорости и др.. Все и каждая из этих характеристик может изменяться при взаимодействии ОИ с ОК. Однако, световой поток – это всегда совокупность множества элементарных носителей (плоских волн и т.п.). Поэтому большое значение приобретают коллективные эффекты, обусловленные взаимодействием элементарных носителей. К ним относятся, прежде всего интерференция и дифракция, а также рассеяние, поляризационные и другие эффекты.

2.3. Волновая (скалярная) оптика

Совместное решение уравнений (2.5) – (2. 9) представляет серьезные математические трудности и, поэтому во многих практически интересных случаях используют упрощенную модель ОИ, представляя его в виде скалярных (продольных) волн в некоторой гипотетической среде – мировом эфире. В рамках этой модели можно достаточно точно описать основные волновые явления (интерференция, дифракция и т.д.) за исключением поляризационных эффектов.

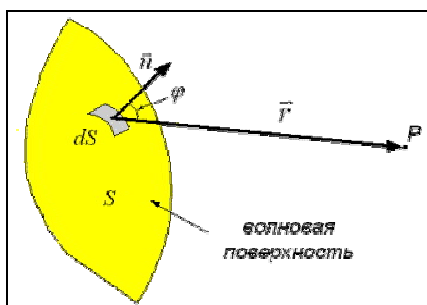


Рис. 2.3

Скалярная волновая (физическая) оптика базируется на принципе Гюйгенса-Френеля и его математической интерпретации, данной Кирхгофом.

Принцип Гюйгенса гласит, что любая точка пространства, до которой дошла световая волна, служит источником вторичных сферических когерентных волн, вида

$$\xi(r, t) = \frac{1}{r} e^{i(\omega t - kr)}, \quad (2.24)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота, r – радиус-вектор, проведенный от площадки dS на поверхности фронта волны в точку наблюдения P (рис. 2.3).

Согласно Френелю и Кирхгофу колебание, вызванное световой волной в точке наблюдения P есть сумма (скалярная!) колебаний, вызванных всеми вторичными волнами вида

$$\xi_p(r, t) = \int_{S_0} \xi(r, t) f(\alpha) dS. \quad (2.25)$$

Здесь dS – вектор площадки поверхности фронта волны ($dS = dS \cdot n$), которая дает вклад в колебание в точке P , \vec{n} – нормаль к площадке; $f(\alpha)$ – множитель, зависящий от угла α между n и r . При $r \gg \lambda$ имеет место равенство $f(\alpha) = \frac{1}{4\pi} (ikE \cos \alpha - \frac{\partial E}{\partial n})$, где E – амплитуда светового вектора на dS .

Применение скалярной оптики допустимо, если $\lambda \ll l_{\text{хар}}$, где $l_{\text{хар}}$ – характерные размеры задачи. На практике, вследствие малости длин волн света, это соотношение почти всегда выполняется. Геометрические лучи в волновой теории интерпретируются как линии, касательные к которым в каждой точке совпадают с волновым вектором \vec{K} .

2.4. Квантовая оптика

Квантовая теория ОИ рассматривает это излучение как поток фотонов — квантов электромагнитного поля, каждый из которых обладает энергией

$$W = \hbar\omega \quad (2.26)$$

и импульсом

$$p = \hbar k, \quad (2.27)$$

где $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка (перечеркнутая).

Необходимость применения квантовой оптики возникает всегда, когда рассматриваются процессы излучения и поглощения ОИ атомами вещества. Только в рамках

квантовой оптики находят полное объяснение такие часто встречающиеся в практике ОНК явления как рассеяние, поглощение и дисперсия света. В современных системах ОНК широко используются лазеры, принцип действия которых также нельзя понять без квантовой оптики. Ряд методов ОНК, связанных с нелинейными оптическими явлениями, фотопроводимостью, акустооптическими эффектами и т.д. требуют для своего объяснения и обоснования привлечения квантовой оптики.

Наконец, само возникновение ОИ связано с движением электрически заряженных частиц (электроны, атомы, ионы, молекулы). Дискретные спонтанные или индуцированные переходы носителей зарядов с более высоких уровней энергии на более низкие уровни энергии всегда сопровождаются испусканием световых квантов (фотонов) с энергией, равной разности энергий этих уровней:

$$W_1 - W_2 = \hbar\omega. \quad (2.28)$$

Применение квантовой оптики позволяет получить объяснение спектрального состава излученного ОИ и спектров поглощения веществ. Это, в свою очередь, дает обоснование одному из самых мощных методов ОНК – спектральному методу.

Информационные характеристики элементарного носителя света в рамках квантовой оптики – фотона – составляют наибольший набор, т.к. распространение фотона можно рассматривать и как движение корпускулы, оставляющей след в виде светового луча, и как распространение электромагнитной волны.

2.5. Основные закономерности распространения света и его взаимодействия с веществом

2.5.1 Интерференция света

Пусть в некоторую точку \mathbf{r} линейной среды пришли две световые волны. Тогда для световых векторов этих волн \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 будет выполняться принцип суперпозиции

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2, \quad (2.29)$$

а интенсивность ОИ I в этой точке будет равна

$$I = |\overline{\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2}|^2 = I_1 + I_2 + 2\overline{(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2)}, \quad (2.30)$$

где I_1 и I_2 – интенсивность каждой волны, а черта сверху означает усреднение по времени срабатывания приемника (см. ЛК 1). Если последнее слагаемое в (2.30), называемое интерференционным членом, равно нулю, то

$$I = I_1 + I_2, \quad (2.31)$$

т.е. имеет место обычное (фотометрическое) сложение интенсивностей. Если же интерференционный член отличен от нуля, то наблюдается взаимодействие волн, при котором возможны два случая:

а) $\overline{(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2)} = f_1(\mathbf{r}, t)$ – волны некогерентны, световое поле нестационарно, его интенсивность сложным образом изменяется;

б) $\overline{(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2)} = f(\mathbf{r})$ -

$$(2.32)$$

волны когерентны и/или наблюдается явление *интерференции*, т.е. интенсивность светового поля в разных точках пространства не изменяется со временем (картина стационарна), но различна в разных точках пространства в зависимости от значения $f(\mathbf{r})$.

Если налагающиеся волны монохроматичны и имеют одинаковые поляризации ($\mathbf{E}_1 \uparrow \uparrow \mathbf{E}_2$ всегда), то формула (2.30) принимает вид

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi), \quad (2.31)$$

где $\Delta\varphi$ – разность фаз этих волн. Тогда при $\Delta\varphi = 2m\pi$ ($m = 0, \pm 1, \dots$) имеет место максимальная интенсивность $I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$, а при $\Delta\varphi = (2m+1)\pi$ – $I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$. Заметим, что если $I_1 = I_2$, то $I_{\min} = 0$.

Однако ОИ всегда немонохроматично (даже если наш глаз воспринимает его таковым, т.е. одноцветным). В конечном счете, это связано с тем, что источником ОИ служит большое число атомных излучателей, имеющих *конечное* время излучения, а в тепловых источниках света, к тому же, и расфазированных между собой. Для оценки реальной когерентности волн, составляющих поток ОИ вводится ряд понятий, из которых наиболее употребительны следующие.

- Степень взаимной когерентности $|y_{12}(\theta)|$ – физическая величина, которая определяет контраст интерференционной картины с произвольным временем запаздывания между световыми волнами θ и описывается соотношением:

$$|y_{12}(\theta)| = \frac{|\langle E_1(t) \cdot E_2^*(t-\theta) \rangle|}{\sqrt{\langle |E_1|^2 \rangle \cdot \langle |E_2|^2 \rangle}}, \quad (2.32)$$

где E_1 и E_2 – комплексные амплитуды светового поля в точках 1 и 2, знаком * обозначено комплексное сопряжение, а угловые скобки обозначают усреднение по времени срабатывания приемника.

Степень взаимной когерентности – безразмерная величина и изменяется от 0 до 1. Если $|y_{12}(\theta)| = 0$, то волны некогерентны, в противоположном же случае $|y_{12}(\theta)| = 1$ – они полностью когерентны.

- Степень пространственной когерентности $|y_{12}(0)|$ – физическая величина, которая соответствует запаздыванию равному нулю.
- Степень временной когерентности $|y(\theta)|$ – физическая величина, равная степени взаимной когерентности для одной точки пространства.

Интерференция света в данной точке имеет место только при условии $|y(\theta)| > 0$, т.е. хотя бы частичной когерентности световых потоков.

- Время когерентности τ – физическая величина, равная времени минимального запаздывания, для которого степень временной когерентности равна нулю.
- Длина когерентности Δ_c – физическая величина, равная произведению времени когерентности и скорости света в вакууме

$$\Delta_c = c \cdot \tau. \quad (2.33)$$

Заметим, что ширина спектра частот ОИ $\Delta\omega$ связана с его временем когерентности соотношением

$$\Delta\omega \cdot \tau \geq 2\pi. \quad (2.34)$$

В случае источника ОИ, имеющего конечные размеры d , интерференция в точке наблюдения P возможна только при условии

$$\theta \leq \lambda / d, \quad (2.35)$$

где θ – угловой размер источника относительно точки P , λ – длина волны.

2.5.2 Дифракция света

Дифракция это совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в средах с резкими неоднородностями (присутствуют непрозрачные тела – диафрагмы, экраны).

Дифракцию можно описать как интерференцию вторичных волн с различными, но близкими волновыми векторами, которые возникают при падении света на края препятствий. Вследствие дифракции четкая линейная граница между светом и тенью, которую

предсказывает геометрическая оптика за прозрачным препятствием, превращается в полосу конечной ширины со сложным распределением интенсивности.

Явление дифракции отчетливо наблюдается, когда отношение $\lambda/d \leq 1$, где λ – длина волны, d – характерный размер препятствия. Если источник света и точка наблюдения находятся на конечных расстояниях от препятствия, то говорят о *дифракции Френеля* (сходящиеся лучи, сферические волны), если же на бесконечных – то о *дифракции Фраунгофера* (параллельные лучи, плоские волны).

В прикладной оптике расчет дифракционной картины осуществляется с помощью принципа Гюйгенса-Френеля и формулы Кирхгофа (2.25). Более подробно это явление будет описано при изучении дифрактометров – устройств НК, физической основой которых служит дифракция.

2.5.2 Прохождение света через слой прозрачного вещества и его отражение от поверхности объекта контроля

Световая волна, проходя через любую реальную среду, ослабляется. Это вызвано тремя процессами:

- поглощение ОИ атомами и молекулами вещества;
- рассеяние на микрочастицах (в т.ч. на молекулах) вещества, вследствие чего направление света отклоняется от первоначального;
- дифракция света на макронеоднородностях (плотности, показателя преломления и т.п.), если вещество неоднородно.

В общем случае между спектральными и/или интегральными (фотометрическими) коэффициентами отражения ρ , пропускания τ , поглощения α и рассеяния σ ОК существует связь

$$\alpha + \rho + \tau + \sigma = 1. \quad (2.36)$$

Отражение (как и пропускание) может быть регулярным (направленным), диффузным и смешанным. Яркость идеального диффузно рассеивающего объекта контроля (ОК) (*ламбертовский источник*) одинакова во всех направлениях. Его сила света в зависимости от угла равна

$$I_{\alpha} = I_0 \cos \alpha. \quad (2.37)$$

Для ОК с зеркальным отражением яркость максимальна в направлении, определяемом оптическим законом отражения.

Поглощение света в нерассеивающей среде описывается *законом Бугера*:

$$\tau = e^{-\alpha l}, \quad (2.38)$$

где α – коэффициент поглощения света в среде; l – длина пути света в среде; $\tau = \Phi / \Phi_0$, где Φ и Φ_0 – соответственно прошедший и падающий на объект потоки света.

Рассеяние света на частицах, меньших длины волны света, описывается *законом Релея* и пропорционально λ^{-4} , где λ – длина волны света. При больших размерах частиц характер рассеяния света сложным образом зависит от величины и формы частиц, поляризации и длины волны света.

2.5.3 Контраст дефекта

Эффективность применения ОНК существенно зависит от правильности выбора геометрических, спектральных, светотехнических и временных характеристик условий освещения и наблюдения ОК. Главное при этом – обеспечить максимальный *контраст дефекта* подбором углов освещения и наблюдения, спектра и интенсивности источника (непрерывного или стробоскопического), а также состояния поляризации и степени когерентности света. Необходимо учитывать различия оптических свойств дефекта и окружающей его области фона. Контраст определяют по формуле

$$\kappa = (L_0 - L_{\phi}) / (L_0 + L_{\phi}), \quad (2.39)$$

где L_0 и L_ϕ – яркости (освещенности) объекта в областях дефекта и фона.

Аналитический расчет контраста дефектов представляет сложную задачу, решение которой получено пока только для простейших случаев. Поэтому необходимы экспериментальные спектрогониофотометрические и поляризационные исследования оптических свойств ОК и его дефектов.

В общем случае коэффициент отражения от зеркальной поверхности диэлектрика описывается формулами Френеля. Если световой вектор волны \vec{E} нормален к плоскости падения (s поляризация), то соответствующие амплитудные коэффициенты отражения ρ_s и преломления ρ_β равны

$$\rho_s = \frac{\sin(r-i)}{\sin(r+i)}, \quad (2.40)$$

$$\beta_s = \frac{2 \sin r \cdot \sin i}{\sin(r+i)}, \quad (2.41)$$

где i и r – углы падения и преломления. Если же вектор \vec{E} параллелен плоскости падения (p поляризация), то

$$\rho_p = \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}, \quad (2.42)$$

$$\beta_p = \frac{2 \sin r \cdot \sin i}{\sin(r+i) \cdot \cos(i-r)}. \quad (2.43)$$

Из формулы (2.42) вытекает, что при $i+r = \pi/2$, $\rho_p = 0$, т.е. отраженный свет будет линейно s поляризованным. Это явление Брюстера, которое наблюдается, когда

$$\operatorname{tg} i_B = n_2 / n_1, \quad (2.44)$$

где i_B – угол Брюстера, n_2 и n_1 – показатели преломления второй и первой сред.

При анализе отражения от поверхности металлов необходимо также учитывать комплексный характер этого коэффициента, обусловленный большой поглощательной способностью металлов.

Для получения контрастного изображения дефектов (например, пятен масла на металле и т.п.) используется различие в отражении поляризованного света от металлов и диэлектриков. При этом объект освещается поляризованным светом под углом Брюстера, а его наблюдение осуществляется с помощью поляроида, устанавливаемого в положение, обеспечивающее максимальный контраст дефекта.