

Рассеяние света.

(Бутиков, 2.10)

В результате рассеяния света происходит изменение следующих характеристик потока оптического излучения (света) при его взаимодействии с веществом:

- пространственное распределение интенсивности,
- частотный спектр,
- поляризация

Последовательное описание рассеяния возможно в рамках квантовой теории взаимодействия излучения с веществом, основанной на квантовых представлениях о строении вещества. Во многих случаях оказывается достаточным описание рассеяния в рамках волновой теории излучения. С точки зрения этой теории (называемой классической), падающая световая волна возбуждает в частицах среды вынужденные колебания электрических зарядов ("токи"), которые становятся источниками вторичных световых волн, излучаемых во всех направлениях. При этом определяющую роль играет интерференция между падающей и вторичными волнами.

Если среда однородна, то вследствие когерентности вторичного излучения волна распространяется только в прямом направлении, практически без рассеяния. Рассеяние возникает только на неоднородностях среды.

Рассеяние одиночного излучателя.

Основная классическая модель для изучения рассеяния: диполь. Ранее уже отмечалось, что поле излучения диполя задается соотношениями:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{c^3 r} [\ddot{\mathbf{p}}(t') \times \mathbf{e}_r]; \quad \mathbf{E} = c[\mathbf{B} \times \mathbf{e}_r],$$

где $\ddot{\mathbf{p}} = \frac{d^2 \mathbf{p}}{dt^2}$; $\mathbf{e}_r = \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|}$ - единичный радиальный вектор, $t' = t - r/c$.

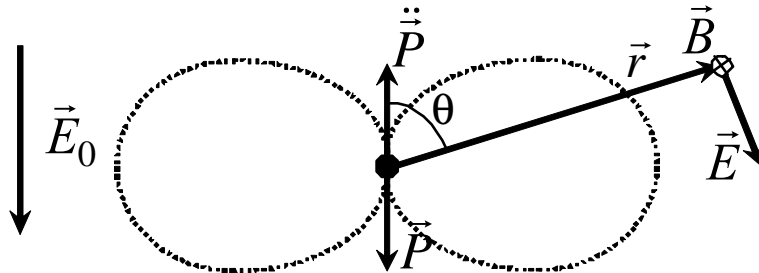


Рис. 1. Ориентация векторов волны, излучаемой диполем, и примерная диаграмма направленности излучения.

Вектор \mathbf{E} лежит в плоскости, образованной диполем \mathbf{p} и радиус-вектором \mathbf{r} , вектор \mathbf{B} перпендикулярен к ней. Излучение не обладает сферической симметрией: максимально в направлении, перпендикулярном к \mathbf{p} , и равно нулю вдоль направления \mathbf{p} .

Если внешнее излучение \vec{E}_0 линейно поляризовано (см. рис.1), то индикатриса рассеяния симметрична относительно оси, совпадающей по направлению с \vec{E}_0 и зависит от угла θ :

$$I_{\text{расс}}(\theta) \sim \omega^4 \sin^2 \theta$$

(в трехмерном пространстве имеет форму «бублика» с вертикальной осью симметрии).

Если исходная волна, распространяющаяся вдоль оси Oz , не поляризована, причем $I_{x,исх} \approx I_{y,исх}$, то в рассеянном излучении будут присутствовать два «бублика» с осями симметрии Ox и Oy (рис. 2), т.е.:

$$I_{\text{расс}}(\theta) \sim \sin^2 \theta_x + \sin^2 \theta_y = (1 - \cos^2 \theta_x) + (1 - \cos^2 \theta_y) = \\ = 2 - (1 - \cos^2 \theta_z) = 1 + \cos^2 \theta_z$$

(т.к. $\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y + \cos^2 \theta_z = 1$).

Это означает, что индикатриса рассеяния симметрична относительно оси Oz (в трехмерном пространстве имеет форму «гантели» с горизонтальной осью симметрии).

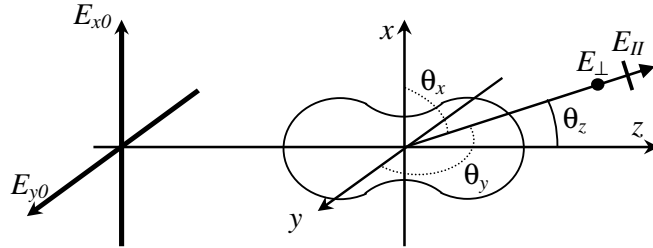


Рис. 2. Индикатриса рассеянного света при неполяризованном излучении

При этом рассеянное излучение поляризовано. Вследствие симметрии индикатрисы относительно оси Oz, выберем произвольно $\theta_y = \pi/2$ (рис. 2), получим:

$$\theta_x + \theta_z = \pi/2;$$

Степень поляризации рассеянного излучения определяется по формуле:

$$P(\theta_z) = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}},$$

где I_{\perp} и I_{\parallel} - интенсивности рассеянного света, поляризованного перпендикулярно плоскости и в плоскости, образованной направлениями распространения падающего и рассеянного лучей. В соответствии с рисунком составляющая исходной волны E_{x0} дает рассеянное излучение E_{\parallel} , а составляющая E_{y0} - рассеянное излучение E_{\perp} . Отсюда получаем:

$$P(\theta_z) = \frac{\sin^2 \theta_y - \sin^2 \theta_x}{\sin^2 \theta_y + \sin^2 \theta_x} = \frac{1 - \cos^2 \theta_z}{1 + \cos^2 \theta_z} = \frac{\sin^2 \theta_z}{1 + \cos^2 \theta_z}.$$

При $\theta_z = \pi/2$ рассеянное излучение направлено вдоль вертикальной оси Oх и полностью поляризовано $P(\theta_z = \pi/2) = 1$. Подобные измерения степени поляризации рассеянного излучения производят на закате Солнца, направляя приемник излучения вертикально вверх. По отклонению степени поляризации от единицы определяют концентрацию примесей в атмосфере.

Количественной характеристикой рассеяния и при классическом, и при квантовом описании является **дифференциальное сечение рассеяния** $d\sigma$, определяемое как отношение потока излучения (мощности, $\frac{Дж}{с}$) dJ , рассеянного в малый элемент

телесного угла $d\Omega$, к величине падающей плотности потока энергии (интенсивности,

$$\frac{Дж}{м^2 \cdot с}) I_0:$$

$$d\sigma = \frac{dJ}{I_0} = \frac{I(r, \Omega) \cdot dS}{I_0} = \frac{I(r, \Omega) \cdot r^2}{I_0} d\Omega,$$

(измеряется в м^2).

Полное сечение рассеяния σ есть интеграл по всем телесным углам: отношение полного потока излучения (мощности, $\frac{Дж}{с}$) J рассеянного света к величине падающей плотности потока энергии (интенсивности, $\frac{Дж}{\text{м}^2 \cdot с}$) I_0 .

Если N - концентрация рассеивателей, то интенсивность исходного пучка в результате рассеяния уменьшается по экспоненциальному закону:

$$I(z) = I_0 \cdot e^{-\alpha z},$$

где $\alpha = N \cdot \sigma$.

При упругом рассеянии можно считать, что σ — размер площадки, полностью "не пропускающей свет" в направлении его первоначального распространения.

Рассеяние совокупности излучателей.

Упругое рассеяние – рассеяние без изменения частоты.

Неупругое рассеяние – рассеяние с изменением частоты. Если частота $\omega_{рас} < \omega_{исх}$, то рассеяние **стоксово**, если $\omega_{рас} > \omega_{исх}$, то **антистоксово**.

Характер рассеяния определяется соотношением длины волны и размером атомов, молекул и посторонних частиц-рассеивателей. Однако рассеяние наблюдается и в чистом веществе. Это связано с флуктуациями плотности и, следовательно, показателя преломления вследствие хаотического теплового движения молекул.

Теория рассеяния предложена Смолуховским в 1908 г, количественно развита Эйнштейном в 1910 г.

Упругое рассеяние

Релеевское рассеяние – упругое рассеяние на оптических неоднородностях, размеры которых существенно меньше длины волны видимого света ($\lambda \sim 0,5$ мкм).

Основные особенности такие же, как и при излучении отдельными диполями:

- при рассеянии поляризованного света индикатриса $I_{рас}(\theta) \sim \sin^2 \theta$;
- при рассеянии неполяризованного света индикатриса $I_{рас}(\theta_z) \sim 1 + \cos^2 \theta_z$;
- интенсивность рассеянного света зависит от частоты $I_{рас}(\theta) \sim \omega^4$;
- степень поляризации рассеянного излучения $P(\theta_z) = \frac{\sin^2 \theta_z}{1 + \cos^2 \theta_z}$.

Релеевское рассеяние объясняет голубой цвет неба, красные оттенки на закате.

В оптически плотных средах существенное изменение в указанные закономерности вносит многократное рассеяние.

Рассеяние **Ми** – упругое рассеяние на оптических неоднородностях, размеры которых сравнимы с длиной волны видимого света ($\lambda \sim 0,5$ мкм). Такое рассеяние можно рассматривать как дифракцию плоской волны на одинаковых однородных сферах, хаотически распределенных в однородной среде и находящихся друг от друга на расстояниях, больших длины волны.

Особенности:

- рассеяние вперед – больше;
- с ростом размера частиц возникает изрезанность индикатрисы;

- частичная поляризация;
- слабая зависимость от длины волны (облака, туман, дымка – белые).

Неупругое рассеяние

Комбинационное рассеяние (Мандельштам-Ландсберг и Раман, 1928 г.) – модуляция рассеяния низкочастотными колебаниями молекул ($\Omega_{\text{мол}} \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ Гц}$). Поляризуемость молекул $\alpha(t)$ изменяется при колебаниях молекул с частотой собственных колебаний $\Omega_{\text{мол}}$. В результате изменение дипольного момента молекул амплитудно модулировано:

$$p(t) = \epsilon_0 \cdot \alpha(t) \cdot E(t).$$

Появляются сателлиты ($\omega \pm \Omega_{\text{мол}}$), несущие информацию о структуре молекул.

Рассеяние Мандельштама-Бриллюэна – рассеяние на флуктуациях плотности в твердых телах и жидкостях. Суперпозиция стоячих акустических упругих волн в веществе есть фазовая дифракционная решетка (пульсирующая). На ней происходит дифракция – рассеяние, что приводит к модуляции. Частота модуляции Ω зависит от направления θ рассеянной волны:

$$\frac{\Omega}{\omega} = 2n \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2},$$

где v - скорость звука в среде.