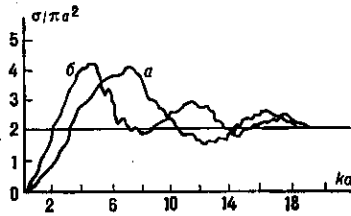


σ появляются при $nka = j\lambda$ (где $j \sim$ целое число и n — вещественно) и достигают значений $\sigma = 2\lambda a^2$ (резонансы Ми).

Рис. 3. Зависимость полного сечения рассеяния от радиуса a шаровой частицы и длины волны падающего света ($k = 2\pi/\lambda$) для вещества с $n = 1,33$ (вода) (а) и $n = 1,5$ (б).



С ростом ka при произвольных n вариации σ уменьшаются и $\sigma \rightarrow 2\lambda a^2$. Это отличие предельного σ от площади геом. тени λa^2 объясняется дифракцией, из-за к-рой на больших расстояниях от частицы граница тени широко размыта.

Индикатриса рассеяния по мере роста ka становится не симметричной (рис. 4), а вытягивается вперёд. Немонотонность угл. распределения при $ka \gg 1$ появляется, начиная с $ka > \lambda$. Угл. распределение быстро и остро меняется по направлениям и в зависимости от ka (индикатрисный эффект Ми). Так же резко меняется поляризация рассеянного света.

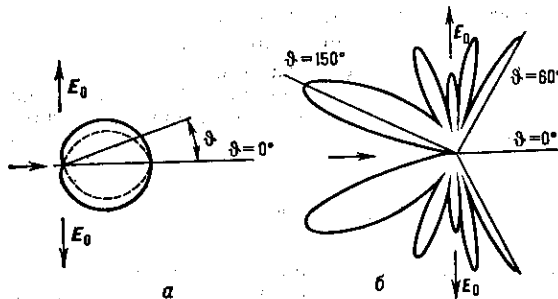


Рис. 4. Индикатрисы рассеяния линейно поляризованного света диэлектрическим шаром с $n = 1,25$ при $ka = 1,6$ (а) и $ka = 8$ (б). Сплошные линии соответствуют поляризации, перпендикулярной плоскости рассеяния, пунктирная — поляризации в плоскости рассеяния.

При $ka \gg 1$ Р. с. диэлектрич. частицами удовлетворительно описываются геом. оптикой с учётом интерференции лучей, падающих и последовательно отражённых и преломлённых на границах частиц. Так, без тонкой структуры (напр., «ряби» на рис. 3) описываются радуги разл. порядков, ореолы и др. явления. Эффекты окрашивания рассеянного света (изначально падающего — белого) объясняются при этом особенностями зависимости угл. распределения. Тонкая структура объясняется эффектами краевой дифракции, в частности «рябь» — интерференцией между волной, дифрагирующей на краю, и поверхностной волной, огибающей частицу.

Рассеяние света в средах. Практически всегда наблюдается Р. с. объектами с большим числом атомных частиц. Картина рассеяния создаётся в результате интерференции излучений вторичных волн отдельных атомных частицами. Из-за большого их числа образуется мелкомасштабное пространственное распределение интенсивности рассеянного света. Практически эта тонкая структура рассеяния никогда не регистрируется, а усредняется, т. к. апертура регистрирующих устройств намного превосходит масштабы структуры. Поэтому Р. с. в средах описывается статистич. методами в форме усреднения по реализациям расположений рассеивающих атомных частиц.

В протяжённых и оптически плотных средах, кроме интерференции, существен др. коллективный эффект —

взаимное облучение частиц рассеянным излучением, называемое многократным Р. с. В гипотетической идеально однородной безграничной среде происходит полное интерференц. гашение излучения, рассеянного во всех направлениях всеми элементами среды, за исключением направления распространения падающей волны. Вместе с последней рассеянное излучение образует результирующее, распространяющееся как падающее со скоростью $< c$, определяемой показателем преломления среды. Эти утверждения, называемые теоремой Эвальда — Озеена, справедливы для однородных сред при произвольной многократности Р. с. В ограниченной однородной среде Р. с., включая многократное, проявляется в виде граничных отражения света и преломления света и описывается соответствующими законами Снелля и Френеля.

Для неоднородной среды понятие многократного Р. с. связывается с взаимным облучением частей среды, связанным только её неоднородностью. Часто в качестве характеристики кратности Р. с. в среде без поглощения принимают оптическую толщину. Явления Р. с. в оптически толстых средах наиб. сложные для описания.

Принято разделять случаи Р. с. макроскопич. и микроскопич. неоднородностями. С первыми связывают Р. с. в разл. дисперсных средах и на шероховатых поверхностях; ко вторым относят Р. с. в макроскопически однородных средах, неоднородность к-рых вызвана флуктуациями.

Рассеяние света макроскопич. неоднородностями — обычно многократное рассеяние в дисперсных средах. В оптически тонких дисперсных средах характер Р. с. определяется усреднёнными индивидуальными свойствами отд. частиц; размерами, формами, отличиями их показателей преломлений от показателя преломления окружающей среды и т. д. Р. с. в оптически толстых дисперсных средах описываются ур-ниями переноса плотности некогерентного излучения (см. Перенос излучения), для решения к-рых разработаны спец. численные методы.

Особый случай Р. с. макроскопич. неоднородностями представляет рассеяние шероховатыми поверхностями, масштаб рельефа поверхности к-рых сравним с λ (см. Рассеяние волн на случайной поверхности). Угл. спектр рассеянного излучения состоит из зеркально отражённой и диффузной составляющих. Угл. распределение диффузной составляющей излучения определяется пространственным спектром рельефа поверхности, видимо под углом падения. При скользких углах падения угл. спектр рассеяния сужается, что проявляется в характерном блеске поверхности, рассматриваемой под малыми углами. При многократном Р. с. на шероховатой поверхности диффузная составляющая становится почти изотропной, а зеркальная — исчезает. В этом случае поверхность выглядит матовой.

Молекулярное рассеяние света — рассеяние в макроскопически однородных средах на микроскопич. неоднородностях — спонтанно появляющихся и исчезающих флуктуациях термодинамич. параметров среды: плотности, темп-ры и т. п. При этом оптич. неоднородность изотропной среды определяется неоднородностью диэлектрич. проницаемости $\epsilon(r, t)$, в к-рой есть регулярная составляющая $\bar{\epsilon}$ и стохастическая $\tilde{\epsilon}(r, t) = \epsilon(r, t) - \bar{\epsilon}$, связанная с флуктуациями термодинамич. параметров среды. Т. к. даже в оптически изотропной среде, в к-рой $\bar{\epsilon}$ — скалярная величина, возможны флуктуации анизотропии, то $\tilde{\epsilon}(r, t)$ — величина тензорная.

Р. с. на диэлектрич. неоднородностях в оптически тонких средах определяется пространственно-временным спектром корреляторов $\langle \tilde{\epsilon}(r_1, t_1) \tilde{\epsilon}(r_2, t_2) \rangle$, в к-ром усреднение $\langle \dots \rangle$ проводится по всему ансамблю реализаций состояний среды. В однородной по пространству и во времени среде этот коррелятор зависит только от $|r_2 - r_1|$ и от $|t_2 - t_1|$ и характеризуется