

ГЛАВА VII

РАСSEЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА

§ 20. Рассеяние света

Плоская волна, распространяющаяся в однородной среде, остается плоской. Однако если среда неоднородна и в ней имеются включения с другими оптическими свойствами, то кроме волны, распространяющейся в первоначальном направлении, появляются волны, рассеянные в стороны. Эти волны уносят с собой определенную долю энергии и тем самым постепенно уменьшают энергию первоначального луча.

Рассмотрим случай резкой неоднородности — частичку диэлектрика с показателем преломления n в воздухе. Такие частички, например соли, сажа, носятся в воздушном бассейне городов, создавая промышленные дымы. Мельчайшие капельки воды, образующиеся при переохлаждении насыщенного пара воздуха, создают туманы. Для маскировки важных объектов и передвижений воинских сил создаются специальные дымовые завесы. Интенсивность света, рассеиваемого такими аэрозольными системами, как правило, представляет собой сумму интенсивностей рассеяния составляющими их одиночными частицами. Лишь при большой протяженности аэрозоля необходимо учитывать многократное рассеяние, т. е. возможность того, что свет, рассеянный одной частицей, до выхода за пределы системы будет вновь рассеян другими частицами.

Характер рассеяния одиночной частицей зависит от соотношения между ее радиусом r и длиной волны рассеиваемого света λ . В зависимости от величины $\frac{r}{\lambda}$ следует различать три различные области:

1. Для больших частиц при $r \gg \lambda$ наблюдается чисто геометрическое рассеяние. Падающий на разные участки поверхности частицы свет отражается от них под различными

углами (рис. 1.113). Практически можно считать, что весь свет, падающий на переднюю поверхность крупной частицы $s = 2\pi r^2$, рассеивается в стороны. Если в единице объема среды имеется N рассеивающих частиц, то при прохождении первичным пучком в среде пути Δx из лучистого потока $\Phi_{\text{пад}}$ рассеивается в стороны доля

$$\Delta\Phi_{\text{расс}} = \Phi_{\text{пад}} s N \Delta x. \quad (20.1)$$

2. Анализ рассеяния света очень мелкими частицами при $r \ll \lambda$ был произведен Рэлеем. В периодически колеблющемся с частотой ν электрическом поле падающей волны $E_{\text{пад}}$ возникают вынужденные колебания связанных зарядов, составляющих частицу. Вектор поляризации \mathbf{P} пропорционален полю (т. II, § 10):

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \kappa \epsilon_0 \mathbf{E}_{\text{пад}} = \frac{\epsilon - 1}{k_0 4\pi} \epsilon_0 \mathbf{E}_{\text{пад}} = \\ &= \frac{n^2 - 1}{k_0 4\pi} \epsilon_0 \mathbf{E}_{\text{пад}}, \end{aligned} \quad (20.2)$$

и полный дипольный момент частицы (с объемом $V = \frac{4}{3} \pi r^3$)

$$\mathbf{P}_V = V \mathbf{P} = \frac{n^2 - 1}{k_0 4\pi} \epsilon_0 \mathbf{E}_{\text{пад}} V \quad (20.3)$$

изменяется с той же частотой $\nu = \frac{c}{\lambda}$. Такой колеблющийся диполь излучает электромагнитные волны, интенсивность которых, как показано в т. II, § 53, пропорциональна

$$S \sim E^2 \sim (\nu^2 P_V)^2 \sim \frac{P_V^2}{\lambda^4} \quad (20.4)$$

и различна в разных направлениях относительно оси диполя. Учитывая (20.3), имеем

$$S \sim \frac{(n^2 - 1)^2 V^2}{\lambda^3} E_{\text{пад}}^2 \sim \frac{(n^2 - 1)^2 V^2}{\lambda^4} S_{\text{пад}}. \quad (20.5)$$

Точный расчет, произведенный Рэлеем, дает для лучистого потока, рассеянного частицами во все стороны на пути Δx :

$$\Delta\Phi_{\text{расс}} = \Phi_{\text{пад}} \frac{24\pi^3}{\lambda^4} N V^2 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \Delta x. \quad (20.6)$$

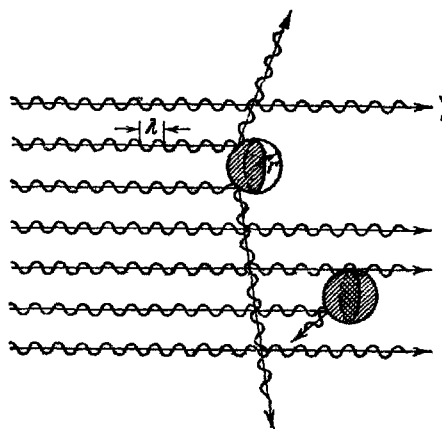


Рис. 1.113

3. Для частиц, размеры которых сравнимы с длиной волны $r \approx \lambda$, основным является дифракционное рассеяние. В этом случае коэффициент рассеяния становится весьма сложной и немонотонной функцией от n , r и λ .

Коэффициент рассеяния определяется по формуле

$$K_{\text{расс}} = \frac{1}{\Phi_{\text{пад}}} \frac{\Delta\Phi_{\text{расс}}}{\Delta x}. \quad (20.7)$$

Перечисленные выводы показывают, что рассеяние света дымом или туманом зависит не только от массы дымообразующего

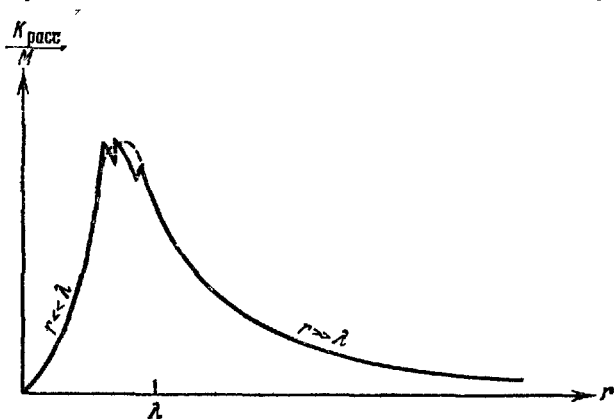


Рис. 1 114.

вещества M , приходящейся на единицу объема среды, но и от степени дробления частиц, т. е. от их радиуса r . Обозначая плотность частиц через ρ , имеем

$$M = N\rho V = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho N. \quad (20.8)$$

Отсюда число частиц в единице объема N зависит от их среднего радиуса r :

$$N \sim \frac{M}{r^3}. \quad (20.9)$$

Для крупных частиц в области геометрического рассеяния маскирующая способность дыма, равная коэффициенту рассеяния на единицу массы, будет согласно (20.1), (20.7) и (20.9)

$$\frac{K_{\text{расс}}}{M} = \frac{Ns}{M} \sim \frac{1}{r^3} r^2 \sim \frac{1}{r} \quad (20.9')$$

и убывает с ростом размера частиц.

Для мелких частиц в области рэлеевского рассеяния, согласно (20.6) и (20.9),

$$\frac{K_{\text{расс}}}{M} \sim \frac{NV^2}{M} \sim \frac{1}{r^3} r^6 \sim r^3, \quad (20.10)$$

и маскирующая способность убывает с уменьшением размера частиц.

Максимальная маскирующая способность должна достигаться при промежуточных размерах частиц, т. е. в области дифракционного рассеяния. На рис. 1.114 показан примерный ход зависимости $\frac{K_{\text{расс}}}{M}$ во всех трех областях величин радиусов частиц. Сглаживая кривую в дифракционной области (пунктирная линия на рис. 1.114), мы видим, что максимум рассеяния достигается в области размеров порядка длины волны. Для видимого света это соответствует частицам с радиусом $\sim 10^{-5}$ см.

Дымы, состоящие из столь мелких частиц, являются довольно устойчивыми. Действительно, когда частичка такого размера оседает в спокойной атмосфере, то она падает равномерно с некоторой скоростью v , при которой ее вес $mg = \rho \frac{4}{3} \pi r^3 g$ уравновешивается силой сопротивления воздуха. Используя для расчета закон Стокса (т. I, § 28), имеем:

$$\rho \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 g = 6\pi r \eta v,$$

откуда

$$v = \frac{2}{9} r^2 g \frac{\rho}{\eta}. \quad (20.11)$$

При $r \approx 10^{-5}$ см, $g = 980$ см/сек², $\rho_{\text{част}} \approx 1$ г/см³ и $\eta_{\text{возд}} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ г/см·сек получаем:

$$v_{\text{осед}} \approx 10^{-4} \text{ см/сек.}$$

При столь ничтожной скорости оседания (на 1 см за 3 часа) перемещение облака дыма будет, в основном, определяться ветром, восходящими и нисходящими потоками в атмосфере, а не воздействием силы тяжести.

Если пропускать пучок параллельных лучей через однородную среду, например через чистую воду, то наблюдатель, расположенный сбоку, этих лучей не заметит. Наливая в воду немного одеколна, мы создадим «мутную среду» за счет образования эмульсии из мельчайших капелек одеколна в воде (аналогично молоку, являющемуся эмульсией мельчайших капелек жира в воде). Такая мутная среда начнет рассеивать свет и, тем самым, путь первоначальных лучей станет видимым сбоку (рис. 1.115). Это явление носит название эффекта Тиндаля и позволяет обнаруживать

ультрамикроскопические частицы, размер и форму которых, за их малостью ($r \ll \lambda$), непосредственным наблюдением нельзя обнаружить. В поточном методе Б. В. Дерягина, наблюдая сбоку в микроскоп воздушный поток, несущий ультрамикроскопические частицы, можно пересчитать последние по вызываемым ими вспышкам рассеянного света.

На рис. 1.115 указана поляризация света, рассеянного в направлениях, перпендикулярных к первичному пучку, характер которой был разобран выше, в § 18. Если поместить над кюветой с водой зеркало Z , то можно одновременно наблюдать рассеянные лучи, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях. Чтобы убедиться в их поляризации, исходный пучок следует пропустить через поляризатор P . Вращая этот поляризатор

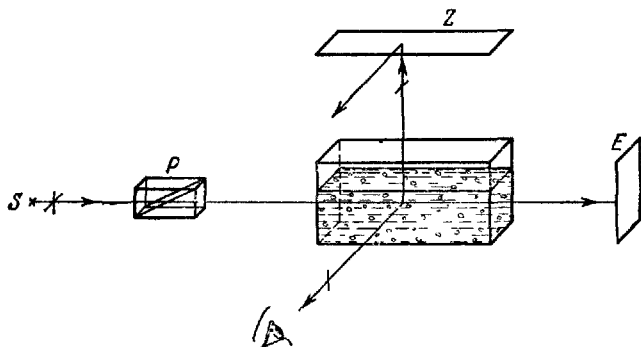


Рис 1 115

и исключая тем самым одно из направлений поляризации исходного пучка, можно наблюдать попеременное гашение одного из двух наблюдаемых потоков рассеянного света (от кюветы и от зеркала) с одновременным усилением другого.

Освещая кювету не монохроматическим, а белым светом, можно убедиться в справедливости закона Рэлея. В соответствии с (20.6), сильнее всего будут рассеиваться наиболее короткие волны и наблюдаемый сбоку пучок света, идущий в мутной среде, будет казаться бледно-голубым. Благодаря интенсивному рассеянию коротковолновой части, прошедший нерассеянным пучок будет относительно обогащен длинноволновым излучением, и на экране E (рис. 1.115) будет наблюдаться не белое, а красновато-желтое пятно.

Подобные же эффекты наблюдаются при рассеянии света в атмосфере, даже в отсутствие капелек тумана или значительного количества пылинок и дымовых частиц. Неоднородность самой

воздушной среды в этом случае обусловлена флуктуациями плотности за счет хаотического молекулярного движения (см. т. I, § 16). Поляризуемость и диэлектрическая восприимчивость воздуха χ пропорциональны его плотности и флуктуируют одновременно с последней. Как показал Л. И. Мандельштам, на этих непрерывно возникающих и распадающихся оптических неоднородностях с размерами, много меньшими λ , происходит рассеяние солнечного света. Используя пропорциональность квадратичной флуктуации числа частиц (и преломляемости среды) среднему числу последних, можно, аналогично (20.6), рассчитать суммарный коэффициент рассеяния такой среды:

$$K_{\text{фл}} = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(e-1)^2}{\lambda^4 \bar{N}}, \quad (20.12)$$

где \bar{N} — среднее число молекул в единице объема.

На рис. 1.116 показано схематически рассеяние лучей Солнца С в атмосфере земли З. К наблюдателю А, обращенному лицом

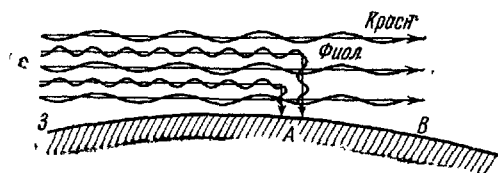


Рис. 1.116.

вверх, приходят только лучи, рассеянные в атмосфере, в соответствии с (20.6) и (20.12). Закон Рэлея ($K \sim \frac{1}{\lambda^4}$) показывает, что это будут главным образом сине-фиолетовые лучи, и тем самым вполне объясняет причину голу-

бого цвета неба. До наблюдателя В доходит лишь прямые, нерассеянные лучи. Во время утренней (восход) и вечерней (заход) зари прямые лучи проходят очень большой путь в атмосфере, так что сине-фиолетовая часть спектра будет практически нацело рассеяна. Именно этим обстоятельством и обусловлен красный цвет Солнца при его закате или восходе.

Рассеяние света, происходящее на флуктуациях плотности, особенно хорошо наблюдать при критической температуре газа (жидкости). В критической точке энергия молекул жидкости практически не отличается от энергии молекул пара (см. т. I, § 41). В силу этого флуктуации плотности вещества становятся очень большими и рассеяние света в среде резко возрастает. Явление носит название критической опалесценции. Аналогичный эффект имеет место и при смешении некоторых жидкостей. При температуре выше некоторой характерной температуры для этих жидкостей (называемой критической температурой смешения) жидкости полностью смешиваются.

ваются, образуя тем самым оптически однородную среду. При температурах ниже критической температуры смешения начинается расслоение жидкостей. При критической температуре состояния смеси таково, что легко возникают местные отклонения — расслоения и снова смешения. Эти флуктуации приводят к резкому увеличению рассеяния света, легко наблюдаемому при достижении критической температуры смешения.

Благодаря атомно-молекулярной структуре всех тел, принципиально ни одно вещество не является оптически абсолютно однородным. Размеры атомов и молекул (10^{-9} — 10^{-10} м) весьма малы по сравнению с длинами волн видимого света (10^{-6} — 10^{-7} м), но уже само наличие таких микронеоднородностей является причиной возникновения рассеянного света. Это так называемое молекулярное рассеяние света, в соответствии с (20.6) и (20.10), сравнительно мало интенсивно, но вполне доступно для наблюдений и измерений. Конкретные закономерности молекулярного рассеяния более тесно связаны со структурой света (см. ниже, гл. XI) и деталями строения атомов и молекул (см. в части II).

§ 21. Поглощение света

Световая волна несет с собой поток энергии электромагнитного поля. При взаимодействии с частицами вещества некоторая доля электромагнитной энергии поглощается последними и переходит в энергию колебаний электрических зарядов в атомах и молекулах. В идеальной однородной среде периодически колеблющиеся диполи излучают вторичные электромагнитные волны той же частоты, которые, интерферируя с первичной, изменяют ее фазовую скорость распространения $v = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$, но полностью

возвращают при этом всю поглощенную долю ее энергии.

В реальном теле не вся энергия колеблющихся электрических зарядов испускается обратно с электромагнитными волнами, а часть ее переходит в другие формы энергии и главным образом в тепловую. Возбужденные атомы и молекулы взаимодействуют и сталкиваются друг с другом. При этих столкновениях энергия колебаний электрических зарядов внутри атомов может переходить в энергию внешних хаотических движений атомов в целом. В металлах электромагнитная волна приводит в колебательное движение свободные электроны, которые затем при столкновениях отдадут накопленный избыток энергии ионам кристаллической решетки и тем самым нагревают последнюю. В некоторых случаях энергия, поглощенная молекулой, может сконцентрироваться на определенной химической связи и полностью затратиться на