

димы корпускулярные представления. Этот «дуализм волн и частиц» надо рассматривать как экспериментальный факт, и поэтому полная теория света должна быть не корпускулярной и не волновой, а *корпускулярно-волновой.*

Такое парадоксальное положение еще более расширилось после того, как Дэвиссоном (1881—1958) и Джермером (1896—1971) в 1927 г. была открыта *дифракция электронов.* Оказалось, что *волновые свойства присущи и частицам обычного вещества,* — идея, развивавшаяся французским физиком де Бройлем (р. 1892) за несколько лет до открытия дифракции электронов. Развитие квантовой механики позволило частично объяснить возникшее парадоксальное положение ценой отказа от основного положения классической физики — *принципа причинности в форме детерминизма.* А исследования в области *физики высоких энергий* (иначе называемой *физикой элементарных частиц*) показали, что если энергия частиц превосходит их энергию покоя, то частицы могут рождаться, исчезать или превращаться друг в друга. В этом отношении они ведут себя подобно фотонам, которые могут излучаться или поглощаться. В квантовой электродинамике фотоны рассматриваются как *кванты электромагнитного поля.* Поэтому в физике высоких энергий целесообразно говорить об *электронно-позитронном, мезонном, нуклонном* и прочих полях, квантами которых являются электроны, позитроны, мезоны, протоны, нейтроны и т. д. Таким образом, вопрос о природе света стал частью более общей проблемы строения вещества.

§ 4. Искривление световых лучей в неоднородных средах

1. В неоднородных средах представление о распространении света вдоль лучей сохраняется, но сами лучи становятся *криволинейными.* Действительно, рассмотрим среду, состоящую из плоскопараллельных слоев с постоянными показателями преломления (рис. 14), меняющимися скачкообразно от слоя к слою. Световой луч, преломляясь на границах слоев, примет форму ломаной линии. Будем неограниченно увеличивать число слоев, устремляя к нулю их толщины и скачки показателя преломления. Тогда в пределе показатель преломления среды станет меняться в пространстве непрерывно, а луч перейдет в кривую с непрерывно изменяющейся касательной. Допустим теперь, что показатель преломления меняется в пространстве как угодно, но не слишком резко (см. следующий параграф). Проведем в среде поверхности равного показателя преломления. В пределах каждого достаточно малого объема эти поверхности можно считать плоскими, а среду плоскослоистой, к которой применимо рассуждение, приведенное выше.

Из изложенного следует, что геометрическую форму луча можно однозначно определить из закона Снеллиуса путем предельного

перехода. Но закон Снеллиуса получается не только в волновой, но и в корпускулярной теории Ньютона. Поэтому при определении формы светового луча можно рассуждать так, как если бы свет состоял из ньютоновых корпускул, а показатель преломления n определялся формулой (3.3). Поскольку преломление определяется относитель-

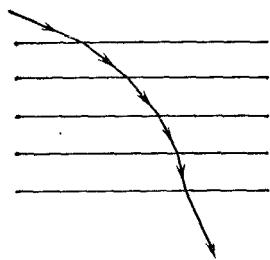


Рис. 14.

тельным показателем преломления, абсолютный показатель можно заменить величиной, ему пропорциональной. Ради краткости можно просто положить $n = v$. Скорость корпускулы v однозначно определяется уравнением сохранения энергии, а потому v можно рассматривать как известную функцию координат. Таким образом, траектория корпускулы в потенциальном поле сил геометрически совпадает с лучом света в среде, показатель преломления n которой численно равен v . Для этого, конечно, необходимо,

чтобы исходные направления этих двух кривых были одинаковы. Эта формальная аналогия между движением частицы и распространением светового луча позволяет перенести результаты, полученные в световой оптике, в электронную микроскопию, где роль световых лучей выполняют электроны, движущиеся в потенциальных электрических полях.

Воспользуемся отмеченной аналогией для вычисления радиуса кривизны R светового луча. Нормальное ускорение корпускулы определяется формулой

$$\frac{mv^2}{R} = F_N = -\frac{\partial U}{\partial N},$$

где F_N — составляющая действующей силы F вдоль единичного вектора главной нормали N , а U — потенциальная энергия корпускулы. Дифференцируя вдоль N уравнение энергии $\frac{1}{2}mv^2 + U = \text{const}$, получаем $F_N = mv \frac{\partial v}{\partial N}$, а потому

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial N}.$$

Заменяя v на n , находим выражение для кривизны луча:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial N} = \frac{\partial}{\partial N} (\ln n). \quad (4.1)$$

При этом ускорение корпускулы, а с ним и сила F не имеют составляющей вдоль бинормали b к траектории, т. е. $F_b = -\partial U / \partial b = mv \frac{\partial v}{\partial b} = 0$. Отсюда $\frac{\partial v}{\partial b} = 0$, а потому также $\frac{\partial n}{\partial b} = 0$. Значит, вектор $\text{grad } n$ лежит в соприкасающейся плоскости светового луча. Поэтому из всех направлений, перпендикулярных к лучу, направление главной нормали N характеризуется самым быстрым

изменением показателя преломления среды. Это значит, что в неоднородной среде луч изгибается в сторону наиболее быстрого изменения показателя преломления. Если среда однородна ($n = \text{const}$), то кривизна $1/R$ обращается в нуль, т. е. световые лучи прямолинейны.

2. Плотность земной атмосферы, а с ней и показатель преломления убывают с высотой. Этим объясняется ряд явлений, связанных с искривлением световых лучей. К ним относится, например, астрономическая рефракция, т. е. кажущееся поднятие небесного светила из-за искривления световых лучей в земной атмосфере. Если светило стоит высоко над горизонтом, то при расчете этого явления мы не сделаем заметной ошибки, считая поверхность Земли плоской. Но так поступать нельзя, когда светило находится вблизи горизонта. В этом случае надо учитывать сферичность земной поверхности.

Пренебрежем малыми боковыми градиентами показателя преломления воздуха n и будем считать, что n зависит только от высоты над земной поверхностью или, что то же самое, от расстояния r от центра земного шара O (рис. 15). Световой луч AM от небесного светила будет лежать в вертикальной плоскости, проходящей через это светило и глаз наблюдателя. На основании (4.1)

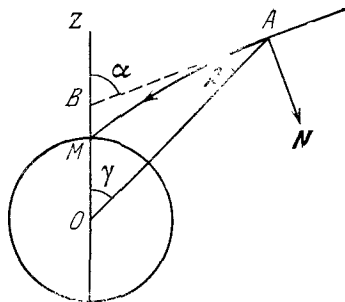


Рис. 15.

$$\frac{1}{R} = \frac{d\alpha}{ds} = \frac{\partial}{\partial N} (\ln n) = \frac{d(\ln n)}{dr} \frac{\partial r}{\partial N} = - \frac{d(\ln n)}{dr} \sin \beta,$$

где α — так называемое *зенитное расстояние*, т. е. переменный угол между вертикалью места MZ и касательной к лучу, а s — длина луча, отсчитываемая от глаза наблюдателя M . Как видно из рис. 15,

$$\frac{d\alpha}{ds} = \frac{d\alpha}{dr} \frac{dr}{ds} = \frac{d\alpha}{dr} \cos \beta,$$

а потому

$$\frac{1}{\operatorname{tg} \beta} \frac{d\alpha}{dr} = - \frac{d}{dr} (\ln n). \quad (4.2)$$

Далее, $r d\gamma = ds \sin \beta$, откуда

$$\frac{1}{\operatorname{tg} \beta} \frac{d\gamma}{dr} = \frac{1}{r} \frac{ds}{dr} \cos \beta = \frac{1}{r}.$$

Вычитая это равенство из (4.2) и принимая во внимание, что $\alpha - \gamma \approx \beta$, получим

$$\frac{d\beta}{\operatorname{tg} \beta} = - d \ln n - \frac{dr}{r} = - d \ln(nr).$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$nr \sin \beta = n_0 r_0 \sin \alpha_0, \quad (4.3)$$

где нуликом обозначены величины n , r , α в точке M (в которой $\alpha \equiv \beta$). Вычислив отсюда $\operatorname{tg} \beta$ и подставив его значение в (4.2), найдем

$$\alpha_\infty - \alpha_0 = - n_0 r_0 \sin \alpha_0 \int_{r_0}^{\infty} \frac{d \ln n}{dr} \frac{dr}{\sqrt{n^2 r^2 - n_0^2 r_0^2 \sin^2 \alpha_0}}. \quad (4.4)$$

Здесь α_0 — видимое зенитное расстояние светила в точке M , а α_∞ — угол между асимптотой луча и вертикалью в той же точке. Разность $\alpha_\infty - \alpha_0$ называется *рефракцией*. Для ее вычисления и служит формула (4.4). Зная зависимость плотности воздуха ρ от высоты над земной поверхностью, находят n по формуле $(n - 1)/\rho = \text{const}$, после чего производят численное интегрирование в формуле (4.4).

Если светило находится не слишком близко от горизонта, то кривизной земной поверхности можно пренебречь. Тогда рефракция не зависит от характера изменения показателя преломления с высотой и может быть вычислена по формуле

$$\sin \alpha_\infty = n_0 \sin \alpha_0 \quad (4.5)$$

(см. задачу 3 к § 2). Ошибка, даваемая этой формулой, быстро убывает с уменьшением α . Уже при $\alpha_0 = 80^\circ$ она не превосходит 3%. При $\alpha_0 < 75^\circ$ формула (4.5) дает достаточную точность.

Если светило находится на горизонте ($\alpha = 90^\circ$), то средняя рефракция при 10°C и 760 мм рт. ст. составляет $35'24''$. Она быстро уменьшается по мере поднятия светила над горизонтом. Уже при $\alpha_0 = 89^\circ$ средняя рефракция уменьшается до $24'37''$. Этим объясняется сплюснутая форма Солнца при восходе и заходе.

С рефракцией связано некоторое удлинение дня. Для средних широт оно составляет в среднем 3—4 минуты.

Рефракция зависит от длины волны. Поэтому при заходе Солнца сначала должны исчезать красные и желтые лучи, а оставшийся сегмент солнечного диска должен окрашиваться на одну-две секунды в зеленый или даже синий цвет. При восходе Солнца, наоборот, должна сначала появляться кратковременная зеленая вспышка. Это явление «зеленого луча» наблюдается на море, да и то крайне редко, так как необходимы исключительно спокойная атмосфера и ясная погода.

3. Иногда вблизи земной поверхности из-за сильного нагревания или охлаждения возникают большие градиенты показателя преломления воздуха. Тогда шарообразность Земли можно не учитывать. Если градиент n направлен вертикально, то можно воспользоваться формулой (4.3), полагая в ней $\beta = \alpha$, $r = r_0$. В результате получится

$$n \sin \alpha = n_0 \sin \alpha_0 = \text{const}. \quad (4.6)$$

Допустим ради определенности, что световой луч распространяется вверх под малым углом к горизонту, а показатель преломления $n = n(z)$ убывает с высотой z . Может случиться, что на некоторой высоте угол α обратится в 90° . Тогда касательная к лучу станет горизонтальной. Высота $z = h$, на которой это может произойти, определится из соотношения

$$n(h) = \bar{n}_0 \sin \alpha_0.$$

Так как показатель преломления возрастает вниз, то, достигнув высоты $z = h$, луч в дальнейшем должен загнуться к низу. На указанной высоте происходит нечто аналогичное полному отражению (рис. 16). Такое явление может возникнуть при сильно аномальном распределении плотности воздуха по высоте и является причиной различного рода *миражей*, наблюдаемых в атмосфере.

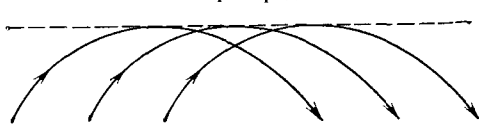


Рис. 16.

Обычно наблюдается *верхний* или *нижний мираж*. При верхнем мираже, помимо самих предметов, видны их изображения, расположенные сверху; при нижнем мираже изображение

получается ниже самого предмета. Нижний мираж наблюдается в пустынях и в степях в теплое время года, когда прилегающий к земной поверхности слой воздуха сильно нагрет, а его плотность и показатель преломления быстро возрастают с высотой. Из каждой точки предмета в глаз наблюдателя всегда попадают прямые лучи, т. е. лучи, не испытавшие полного отражения в воз-

духе; им соответствует обычное — прямое — изображение предмета. Но при больших градиентах показателя преломления могут также попасть лучи, испытавшие полное отражение. Они дают обратное изображение предмета, как в зеркале (рис. 17). При этом лучи, выходящие из различных точек предмета, претерпевают полное отражение на несколько разных высотах; точка M , в которой отражается луч, выходящий из A , лежит несколько выше точки N , в которой отражается луч, выходящий из B . Наблюдатель видит два изображения: прямое и обратное. Создается иллюзия водной поверхности, в которой, как в зеркале, видно изображение неба.

Аналогично объясняется и верхний мираж. Он наблюдается зимой в холодных странах, когда вблизи земной поверхности образуется холодный слой воздуха, в котором показатель преломления быстро убывает с высотой. В горах, хотя и очень редко, наблюдается боковой мираж, связанный с изменением показателя преломления воздуха в боковом направлении. Вообще, в зависимости от характера распределения показателя преломления воздуха, мираж проявляется в весьма разнообразных и часто причудливых формах.

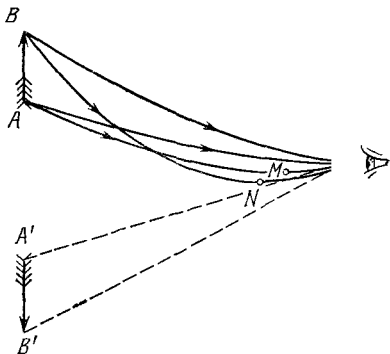


Рис. 17.

ЗАДАЧИ

1. Показать, что в пренебрежении кривизной земной поверхности справедлива формула

$$\alpha_{\infty} - \alpha_0 = (n_0 - 1) \operatorname{tg} \alpha_0. \quad (4.7)$$

2. Определить, при каких градиентах температуры T воздуха возможен нижний мираж.

Решение. Показатель преломления, а с ним и плотность воздуха ρ должны увеличиваться с высотой h (т. е. $dp/dh > 0$). Воспользуемся уравнением состояния $\rho = \mu P/(RT)$, где P — давление, μ — относительная молекулярная масса воздуха, а R — универсальная газовая постоянная. Из него находим

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dh} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dh} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dh}.$$

При механическом равновесии воздуха $dP/dh = -\rho g$, где g — ускорение свободного падения. В результате получаем

$$\frac{dT}{dh} < \frac{\mu g}{R}. \quad (4.8)$$

Используя соотношение $c_p - c_v = R/\mu$, этому условию можно придать вид

$$\frac{dT}{dh} < -\frac{g}{c_p - c_v} \approx -0,025 \text{ К/м}, \quad (4.9)$$

где c_p и c_v — удельные теплоемкости воздуха при постоянном давлении и постоянном объеме. Такое распределение температур конвективно неустойчиво, так как для конвективной устойчивости необходимо

$$\frac{dT}{dh} \geq -\frac{g}{c_p} \approx -0,01 \text{ К/м}$$