

Некрасов Александр Григорьевич
Кандидат химических наук,
учитель физики высшей категории
ГОУ СОШ №447 г. Санкт-Петербурга.

К вопросу о явлении полного отражения

Сделана попытка обоснования наличия преломлённого луча в явлении полного отражения света в рамках геометрической оптики.

1. Само явление полного внутреннего отражения

Явление полного отражения света на границе двух сред исследовал ещё Ньютон [1], которому принадлежит первое экспериментальное исследование этого явления. Он обратил внимание на то, что при полном отражении свет проникает в оптически менее плотную среду на глубину $2{,}5\cdot10^{-6}$ см. Приверженцы как корпускулярной, так и волновой природы света, повторяя его опыты, приходили к одному выводу: при полном отражении свет проникает в менее плотную среду. А впервые это явление описал Иоганн Кеплер, которого мы больше знаем как великого астронома. Нет такого учебника по физике, в котором бы не упоминалось это явление: луч света, падающий наклонно из оптически более плотной среды с показателем преломления n_1 в оптически менее плотную среду с показателем преломления n_2, полностью отразится от границы раздела сред, если угол падения больше критического угла $\varphi_{кр}$. Этот угол определяется из условия $\sin\varphi_{кр} = n_2 / n_1$. Так для границы воздух ($n_2 = 1$) – стекло ($n_1 = 1{,}5$) он составляет $\varphi_{кр} = 41{,}8^\circ$. При более пологом падении, например $\varphi = 70^\circ$, лучи в воздух не выйдут и полностью отразятся внутрь стекла. Далее в учебных пособиях приводится рисунок, иллюстрирующий полное отражение (например, как на рис. 1).

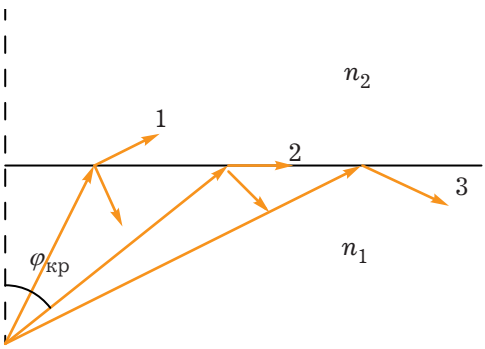


Рис. 1

При $\varphi < \varphi_{кр}$ преломлённый луч существует (луч 1). Для $\varphi > \varphi_{кр}$ преломление во вторую среду прекращается и наблюдается лишь отражённый луч 3. Что же касается луча 2, то в некоторых пособиях этот луч не указывается [2], в других этот луч приводится [3]. При $\varphi = \varphi_{кр}$ также осуществляется полное отражение.

При рассмотрении явления полного отражения света сталкиваешься с некоторыми трудностями для его понимания. В учебниках практически не даётся теоретической интерпретации этого явления. Хотелось бы понять, есть преломлённый луч в явлении полного отражения или нет его? Надо его указывать на рисунке в объяснении этой темы или нет? Если здесь какой-то «тонкий момент», то его очень трудно разглядеть не только школьнику, но и учителю.

2. Попытка простого объяснения явления полного отражения на основе закона преломления Снеллиуса

Закон Снеллиуса для нашего случая имеет вид:

$$\sin\beta = n\sin\varphi,\ n = n_1/n_2, \qquad (1)$$

где β – угол преломления, который равен

$$\beta = \arcsin(n\sin\varphi). \qquad (2)$$

В нашем случае $n>1$, так как n_1 (стекло) больше n_2 (воздух).

Принято считать, что если $\sin\beta = 1$, то $\beta = \pi/2$ и преломлённый луч направлен вдоль границы раздела сред. При ещё большем угле падения $\varphi > \varphi_{кр}$ $\sin\varphi > 1/n$ и

$$\sin\beta = n\sin\varphi > 1. \qquad (3)$$

Для таких углов падения уравнение (3) даёт мнимое значение угла преломления [2]. Значит, при $\varphi > \varphi_{кр}$ преломление прекращается и остаётся лишь отражённый луч (вся энергия света, падающего на границу раздела, при этом полностью отражается обратно в первую среду). Рассмотрим, как ведёт себя угол преломления β при $\varphi \to \varphi_{кр}$. На рис. 2 приведена взаимосвязь $\beta = f(\varphi)$ по формуле (2). Видим, что эта зависимость нелинейная. Для некоторого угла φ значение угла β становится равным точно $\frac{\pi}{2}$. Это значит, что угол β достиг своего предельного значения, и функция $\beta = f(\varphi)$ как бы «оборвалась». Видим, что в рамках геометрической оптики по закону Снеллиуса угол преломления принимает конкретное значение. Интересно проследить, как зависит скорость изменения угла преломления от угла падения, для чего найдём производную $\frac{d\beta}{d\varphi}$:

$$\frac{d\beta}{d\varphi} = \frac{\cos\varphi}{\sqrt{n^{-2} - \sin^2\varphi}}. \qquad (4)$$

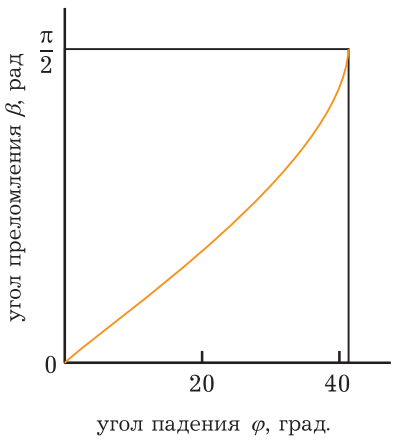


Рис. 2. Взаимосвязь между углом преломления и углом падения

На рис. 3 приведена зависимость (4). Для малых углов падения производная растёт медленно, но по мере роста φ производная асимптотически приближается к некоторому значению угла преломления. Нетрудно догадаться, что это значение

есть предельный угол падения $\varphi_{кр}$. При $\varphi \to \varphi_{кр}$ производная $\frac{d\beta}{d\varphi} \to \infty$. По-видимому, это связано с тем, что показатель преломления меняется скачком при переходе из оптически более плотной среды в оптически менее плотную. При угле падения $\varphi_{кр}$ и наступает явление полного отражения.

К сожалению, закон преломления Снеллиуса не даёт ответа на вопрос о распределении энергии падающего луча между лучом отражённым и лучом преломлённым. Попытаемся найти ответ на этот вопрос с помощью формул Френеля.

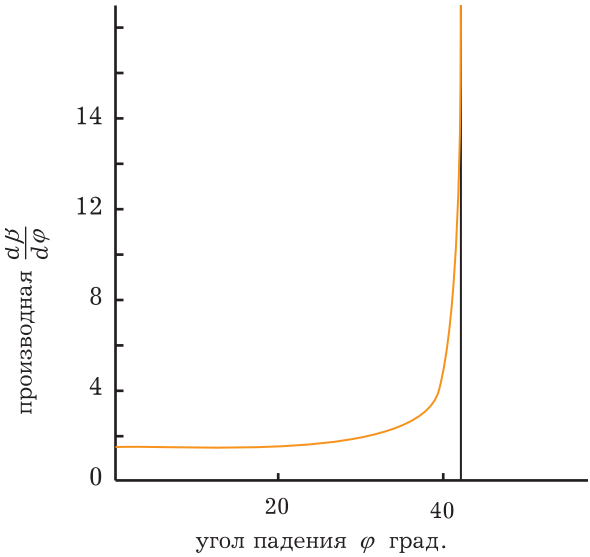


Рис. 3. Зависимость скорости изменения угла преломления от величины угла падения

3. Объяснение явления полного внутреннего отражения с использованием формулы Френеля

Заметим, что формулы Френеля имеют место для плоских волн, и применение этих волн к лучам (или пучкам) света не совсем корректно. Тем не менее, возможно применение формул Френеля для случая полного отражения [4]. Рассмотрим подробнее процесс отражения и преломления света в случае, когда луч падает из стекла в воздух. На границе раздела сред стекло – воздух луч частично отражается и частично преломляется в воздух. Отношение потоков энергии в отражённом и прошедшем лучах к потоку энергии падающего света называется соответственно коэффициентом отражения R и пропускания $T = 1 - R$ для естественного света. Рассмотрим, как меняются эти коэффициенты по формулам Френеля в зависимости от угла падения φ. Для s- (световой вектор перпендикулярен плоскости падения) и p- (световой вектор параллелен плоскости падения) компонент поляризации света коэффициенты отражения вычисляются по формулам

$$R_s(\varphi) = \frac{\left(n_1 \cos\varphi - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\varphi}\right)^2}{\left(n_1 \cos\varphi + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\varphi}\right)^2},$$

$$R_p(\varphi)=\frac{\left(n_2^2\cos\varphi-n_1\sqrt{n_2^2-n_1^2\sin^2\varphi}\right)^2}{\left(n_2^2\cos\varphi+n_1\sqrt{n_2^2-\sin^2\varphi}\right)^2},\quad(5)$$

а для естественного света

$$R=\frac{R_s+R_p}{2}.\quad(6)$$

На рис. 4 показаны графики зависимости коэффициентов отражения и пропускания от угла падения, рассчитанные по формулам (5) и (6). На графиках видно, что при критическом угле падения ($\varphi_{кр}\approx 41{,}8^\circ$) коэффициент отражения R становится равным 1, а коэффициент пропускания T падает до нуля. Значит, интенсивность преломлённого луча равна нулю.

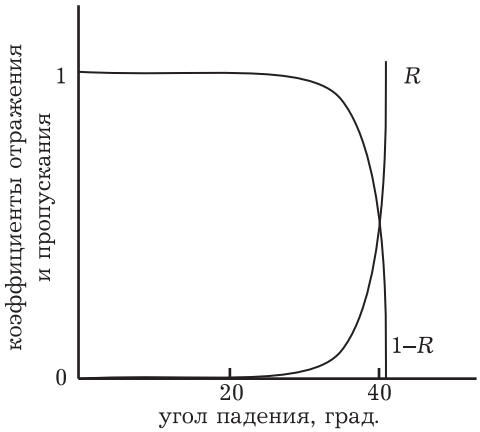


Рис. 4. Зависимости коэффициентов отражения R и пропускания (1–R)

4. Световое поле на границе раздела двух сред и выводы

Как показал теоретически 100 лет назад профессор Московского университета А.А. Эйхенвальд [5], световое поле при полном отражении не обрывается на границе раздела сред. Эйхенвальд пишет, что «преломлённый луч существует» и что при полном отражении «энергия падающего луча как бы ныряет во вторую среду, чтобы затем целиком появиться в первой среде в луче отражённом». А это значит, что электромагнитное поле во второй среде не равно нулю, отсутствует лишь поток энергии через границу. Действительно, поле в оптически менее плотной среде формируется на стадии «включения» волны. Строго полное отражение обосновывается волновой теорией света [6]. Как следует из (3),

$$\cos\beta=\pm i\sqrt{(n\sin\varphi)^2-1}.\quad(7)$$

В этом случае, следуя [6], уравнение волны имеет вид

$$E=De^{-z/2h}e^{i(\omega t-kx)}.\quad(8)$$

В выражении (8) выбран знак «+» в (7). Это связано с тем, что при удалении от границы раздела амплитуда волны затухает, т. е. волна во



второй среде затухает в перпендикулярном к границе раздела направлении. При $z = h$ интенсивность волны E^2 убывает в e раз. Величина h называется глубиной проникновения волны во вторую среду, и она равна $h=\lambda/4\pi\sqrt{(\sin\varphi)^2-n^{-2}}$, т. е. порядка длины волны. При $z > h$ волна во второй среде практически полностью затухает. А так как поглощения света нет, то энергия падающей волны, проникшая во вторую среду, должна снова целиком возвратиться в первую среду. А это

значит, что при $\sin\varphi > 1/n$ отражение света должно быть полным. Экспериментальная проверка наличия возмущения во второй (менее плотной) среде представляет собой трудную задачу, т. к. любое устройство, используемое для этой цели, будет нарушать граничные условия. Проникновение поля во вторую (менее плотную) среду наблюдалось в тонких опытах Л.И. Мандельштама ещё в 1914 году. Угол $\varphi_{кр}$, определяемый соотношением $\sin\varphi_{кр} = \frac{1}{n}$, называется предельным углом полного отражения.

Таким образом:

1) в оптически менее плотной среде существует световое поле;

2) в рамках геометрической оптики преломлённый луч можно рисовать как предельный случай преломления по закону Снеллиуса, помня, что его интенсивность равна нулю.



Литература

1. *Ньютон.* Оптика, книга 2, часть I, набл. 8, С. 160. 1927.
2. *Евграфов Н.Н., Каган В.Л.* Курс физики. – М.: Высшая школа, 1984.
3. *Касьянов А.В.* Физика 11. – М.: Дрофа, 2007.
4. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – С. 721.
5. *Эйхенвальд А.А.* Избранные работы. – М.: Гостехиздат, 1956.
6. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Том IV. Оптика. – М.: Физматлит, 1980. – С. 752.

Калейдоскоп Калейдоскоп Калейдоскоп

Физика на страже ледников

Находчивым австрийцам удалось (не без помощи физики, конечно) успешно противостоять угрозам природы. В последнее десятилетие в опасной для горнолыжных курортов степени увеличилось таяние альпийских ледников (их площадь сократилась примерно на 20%). Чтобы приостановить этот процесс, был найден простой и эффективный способ: в мае, когда солнце только начинает греть сильно, поверх льда расстилается белый полиэтилен или фольга, хорошо отражающие, как известно, солнечные лучи. Благодаря этому лёд под ними почти не нагревается, и его таяние значительно уменьшается. По достоинству оценив этот опыт, так же стали спасать свои ледники швейцарцы, французы и немцы.