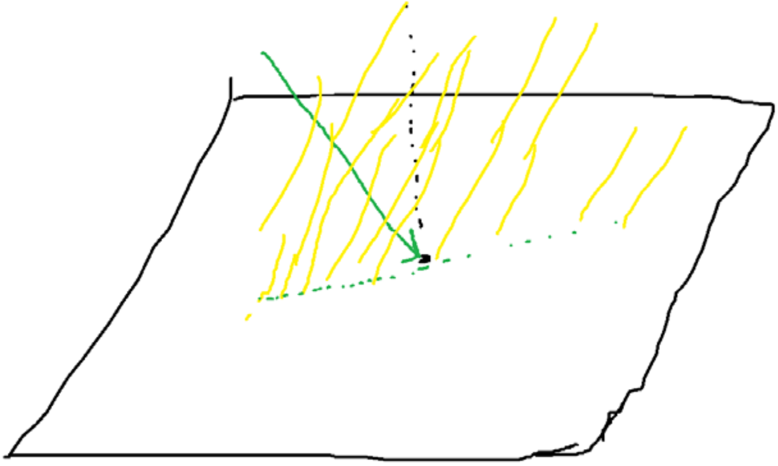
Какие-то сведения по этой теме у нас уже есть из школы. А именно, мы знаем закон преломления:
Казалось бы, зачем ещё новая сложная теория. Ан нет. У школьной теории есть две проблемы:
1) По школьной теории однозначно или весь свет проходит границу, или весь отражается. В то же время мы знаем, что это не так: для этого нам достаточно посмотреть в окно на вечерную темень, и мы увидим помесь пейзажа за окном с пейзажем в комнате.
2) В случае, если на поверхность падает лучший свет в мире (влинейно поляризованный монохроматический), мы ничего не можем сказать про фазу волн после прохождения границы (и отражения), т.к. в школе у нас была лишь геометрическая оптика. А так ли нужна нам эта фаза? Всё равно регистрируем мы ей интенсивность, которой наплевать на фазу – ей важен только модуль напряжённости. Оказывается, да, фаза нужна, чтобы подсчитать интерференцию. Помните, когда вы разбирали всякие интерференционные схемы, всплывало «т.к. свет отражается от более оптически плотной среды, к фазе добавляется π»? Если мы π добавлять не будем, то получим совершенно другой результат.

Итак, у нас даны две изотропные диэлектрические среды с показателями преломления n_1 и n_2. На границу из среды 1 и среды 2 НЕ нормально границе сред (позже мы проговорим, почему это важно) падает луч.
Пусть этот луч будет линейно поляризованный и монохроматический – а если не так, я напомню, что мы любое излучение можем представить как сумму излучений по каким-то частотам, а любое излучение одной частоты (эллиптически поляризованное) представить в виде суммы двух линейно поляризованных волн.
Проведём плоскость, проходящую через падающий луч и перпендикулярную плоскости границе сред. Такую плоскость всегда можно провести. Назовём её плоскостью действия.

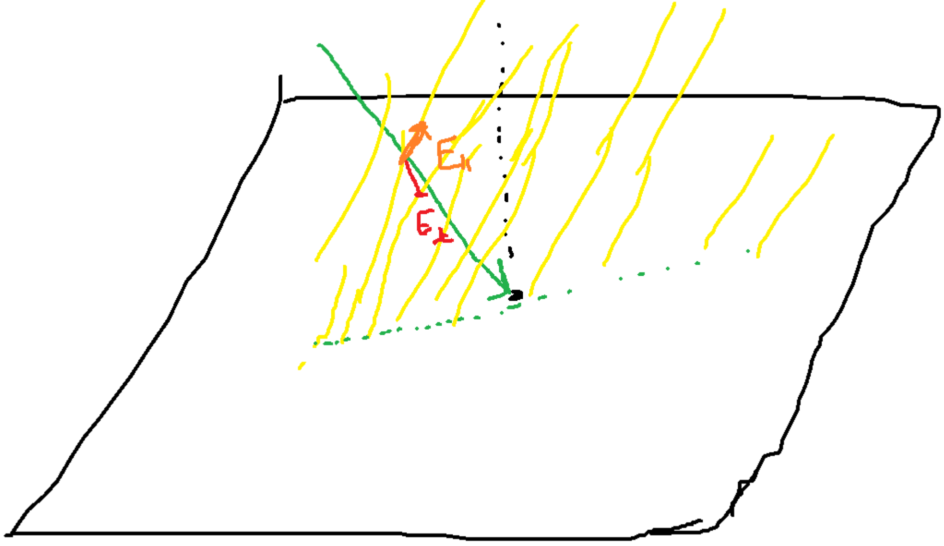


Плоскость действия показана жёлтым цветом. В дальнейшем все плоские рисунки будут в плоскости действия.

Теперь давайте озаботимся поляризацией. Куда торчит напряжённость? Она в произвольном случае торчит хрен знает куда. Но мы можем её разложить на две компоненты:

1) Проекция напряжённости, перпендикулярной плоскости действия. Будем называть её $E_\perp$ – перпендикулярная компонента.

2) Проекция напряжённости в плоскости поляризации. Будем называть её E_{II} – параллельная компонента. Заметим, что мы заведомо знаем, что напряжённость перпендикулярна направлению распространения волны. Так что для описания произвольной поляризации начальной волны нам достаточно знать два числа - $E_\perp$ и E_{II}.



Аналогичную процедуру проделаем с отражённым и преломлённым лучом.

Теперь мы готовы. Откуда будем писать уравнения? Ну конечно, из уравнений Максвелла для границы сред! Помните, что нормальные проекции D по обе стороны одинаковы. Или нормальные проекции E… Также равны тангенциальные компоненты D или E, нормальные B или H, тангенциальные B или H. И всё это в любой момент времени.

Нас интересуют амплитуды и начальные фазы отражённой и преломлённой волн.
Для прошедшей:

E падающей волны E прошедшей волны

$$E_\perp(t) = t_\perp E_\perp(t)$$

$$E_\parallel(t) = t_\parallel E_\parallel(t)$$

Для отражённой:

E падающей волны E прошедшей волны

$$E_\perp(t) = t_\perp E_\perp(t)$$

$$E_\parallel(t) = t_\parallel E_\parallel(t)$$

Соотношения часто записывают, используя коэффициенты r_{II}, $r_{\perp}$, t_{II}, $t_{\perp}$. По определению это отношение комплексной напряжённости отражённой (прошедшей) волны в точке, бесконечной близкой к границе сред, к комплексной напряжённости падающей волны, также в точке бесконечной близкой к границе сред. А т.к. напряжённости осциллируют, то эрки и тэшки вроде также должны зависеть от времени… На самом деле нет – в силу того, что отражённая и проходящая волна когерентны с исходной, эрки и тешки всё же константы. Но они могут быть комплексными – модуль будет равен отношению амплитуд конечной и начальной волны, и этот модуль домножится на exp(iφ), где φ – сдвиг по фазе, возникающий при взаимодействии с границей.

Формулы для этих эрок и тешек читателю представлены и называются формулами Френеля.

$$r_{\parallel} \equiv -\frac{\operatorname{tg}(\vartheta_i - \vartheta_t)}{\operatorname{tg}(\vartheta_i + \vartheta_t)} = -\frac{n^2\cos\vartheta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta_i}}{n^2\cos\vartheta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta_i}},$$

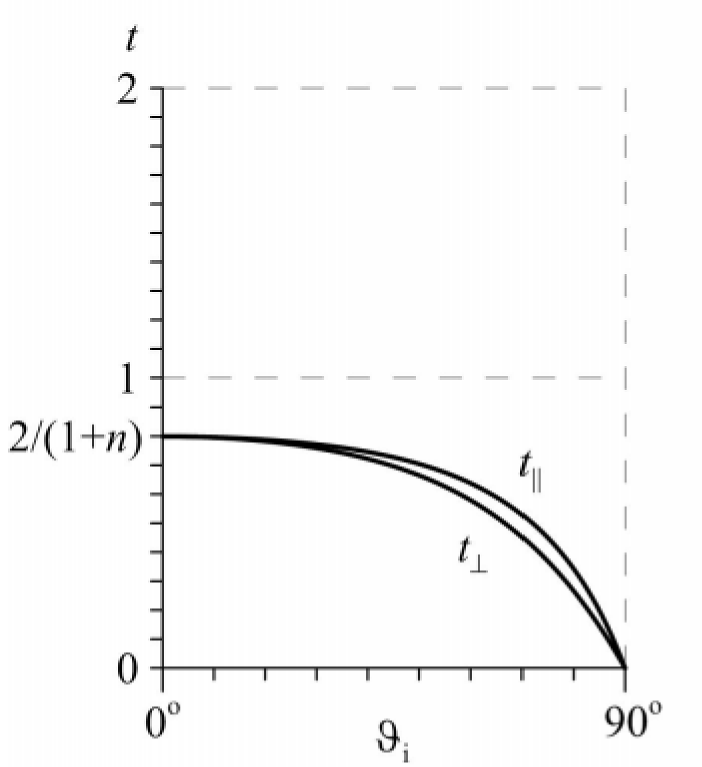
$$t_{\parallel} \equiv \frac{2\sin\vartheta_t\cos\vartheta_i}{\sin(\vartheta_i + \vartheta_t)\cos(\vartheta_i - \vartheta_t)} = \frac{2n\cos\vartheta_i}{n^2\cos\vartheta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta_i}},$$

$$r_{\perp} = -\frac{\sin(\vartheta_i - \vartheta_t)}{\sin(\vartheta_i + \vartheta_t)} = \frac{\cos\vartheta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta_i}}{\cos\vartheta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta_i}},$$

$$t_{\perp} = \frac{2\sin\vartheta_t\cos\vartheta_i}{\sin(\vartheta_i + \vartheta_t)} = \frac{2\cos\vartheta_i}{\cos\vartheta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta_i}}.$$

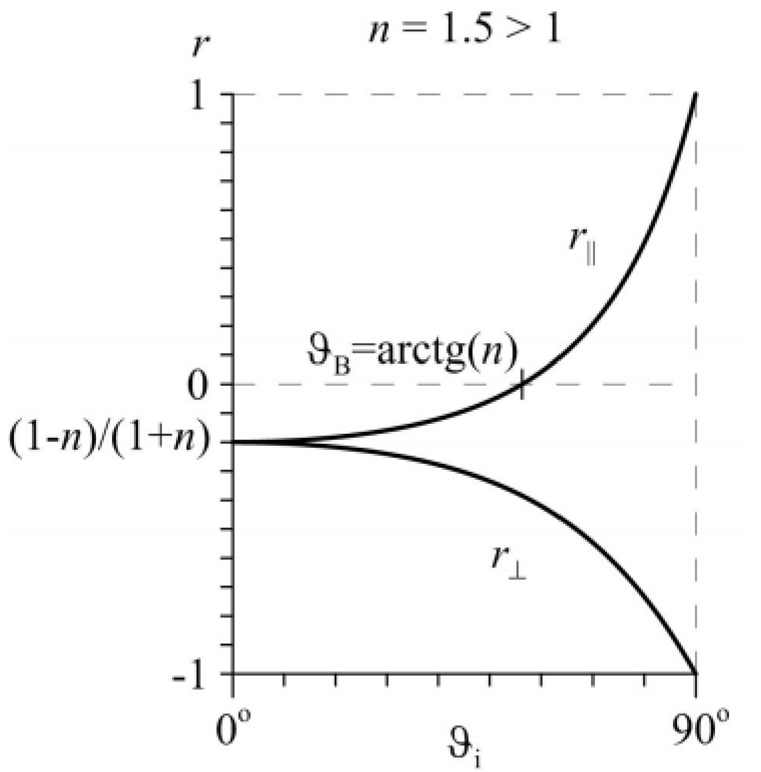
Здесь они записаны для краткости через n – отношение оптических плотностей сред (второй к первой). Также дана и альтернативная форма записи, через углы. θ_i – угол между нормалью и падающей волной, θ_t – угол между нормалью и прошедшей волной.

Давайте проанализируем каждое из четырёх уравнений.
Случаю n>1 соответствует переход из менее оптически плотной среды в более оптически плотную. В этом случае r и t вещественны при любых угла падения.
Графики зависимости коэффициента прохождения от угла падения:

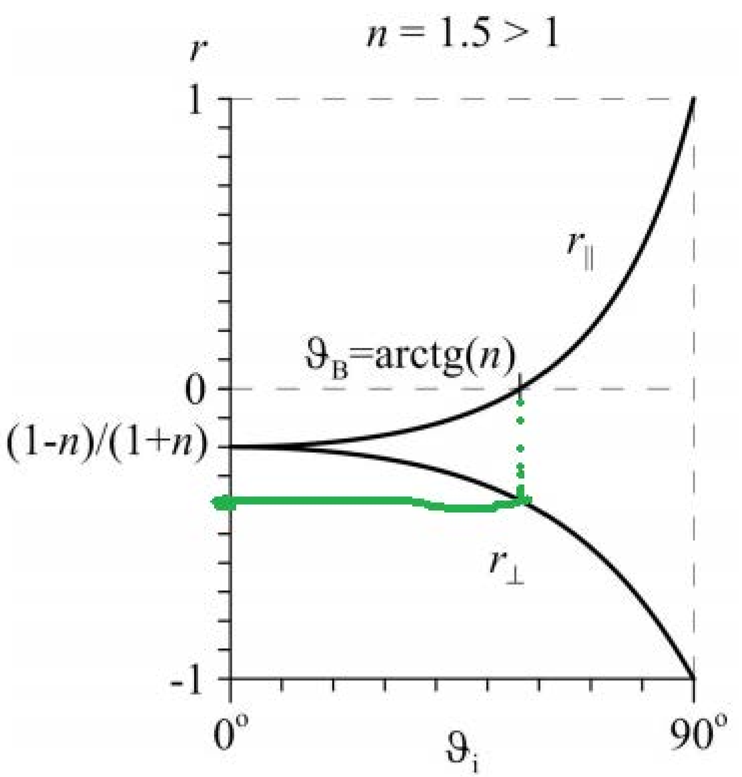


Как мы видим, значение tшек практически одинаково для обоих поляризаций. Отметим, что t всегда не меньше нуля. Если мы вспомним, что t = отношение амплитуд * exp(iφ), а отношение амплитуд всегда положительно, то это будет значить, что при прохождении границы фаза волны не меняется. А вот амплитуда меняется – заметим, что t всегда меньше 1. Таким образом, полностью отправить волну внутрь более оптической плотной среды без потери амплитуды (и интенсивности1) у нас не получится. Это не должно нас удивлять: если вы вспомните формулу для объёмной плотности энергии, то она прямо пропорциональна ε, которая равна квадрату показателя преломления. Так как свет переходит в более оптически плотную среду, там больше ε, и чтобы вдруг интенсивность прошедшей волны не превосходила интенсивности падающей (тогда бы нарушался закон сохранения энергии), мы должны сбавить амплитуду.

Что у нас для коэффициентов отражения?



О-па, а он уже может быть отрицательным. Более того, одна из компонент (соответствующая поляризации, перпендикулярная плоскости действия) отрицательна всегда. Значит, такой луч всегда меняет фазу на π. А вот другая компонента интереснее: то меняет фазу на π, то нет, а при каком-то угле падения вообще обращается в 0. Этот угол называется углом Брюстера - arctg(n)? Как мы видим, при угле Брюстера одна из двух компонент поляризации исходного света **отражённого** света зануляется. Это, кстати, можно использовать для поляризации света. Правда, отметим, что, конечно, амплитуда от такого способа поляризации неполяризованного света упадёт по сравнению с тем, что было: она уменьшится вот до такого значения



А всё остальное пойдёт в отражённую волну.

Не путайте угол Брюстера с углом полного внутреннего отражения: Брюстер – это arctg(n)=arctg(n2/n1), а полное внутреннее отражение – arcsin(n)=arcsin(n2/n1). И угол Брюстера всегда меньше угла полного внутреннего отражения.

Кстати, давайте сравним два наших графика. Видим, что чем больше угол падения, тем больше света отражается, а чем меньше угол падения, тем больше света проходит. Уж не равна ли сумма r и t для каждой компоненты поляризации константе, не зависящей от угла?
Почти. А именно, константе (единице) равна сумма R и T, где R по определению abs(r^2), или же отношению

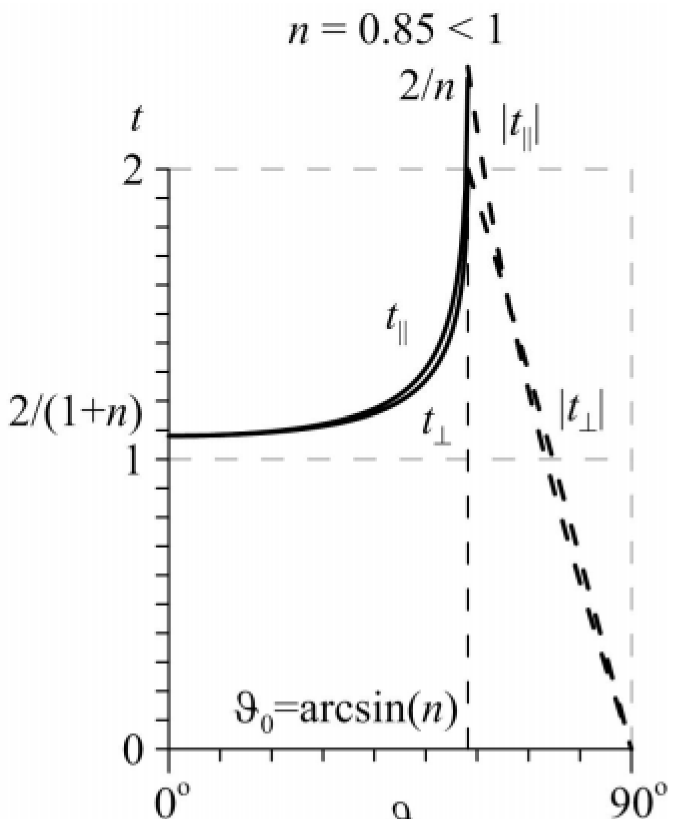
$$R = \frac{I \text{ отражённой}}{I \text{ падающей}}$$

А T= abs(t^2) или же

$$T = \frac{I_{\text{прошедшей}}}{I_{\text{падающей}}}$$

Так как интенсивность – это поток мощности, то R и T выражают доли мощности, пошедшую в отражённую и прошедшую волну. Именно поэтому R и T называются энергетическими коэффициентами отражения и прохождения.
Сумма R и T, если их подсчитать из формул Френеля, всегда один, так что ЗСЭ не нарушается.
Перейдём к случаю n<1, т.е. свет падает из более оптически большой среды.

Для тешек:



До какого-то момента всё происходит чинно-благородно: аналогично тому, как при переходе в оптически более плотную среду, амплитуда проседала, то

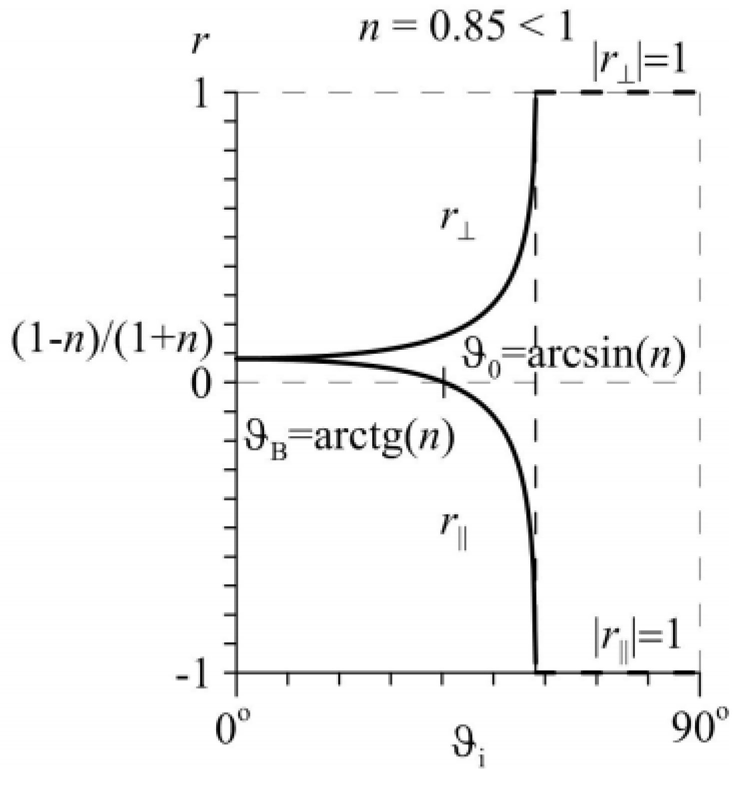
здесь она, напротив, возрастает (t больше 1). Но у нас никуда не делся угол полного внутреннего отражения – arcsin(n). А что дальше?
При углах падения, больше угла полного внутреннего отражения

$$\frac{2\cos\vartheta_i}{\cos\vartheta_i+\sqrt{n^2-\sin^2\vartheta_i}}.$$

$$\frac{2n\cos\vartheta_i}{n^2\cos\vartheta_i+\sqrt{n^2-\sin^2\vartheta_i}}$$

выражение под радикалом становится отрицательным, радикал – мнимым, знаменатель и обе tшки – комплексными.

Что же произойдёт в этом случае? Сначала разберёмся с эрками, характеризующие отражённые волны.
Взглянем на их график:



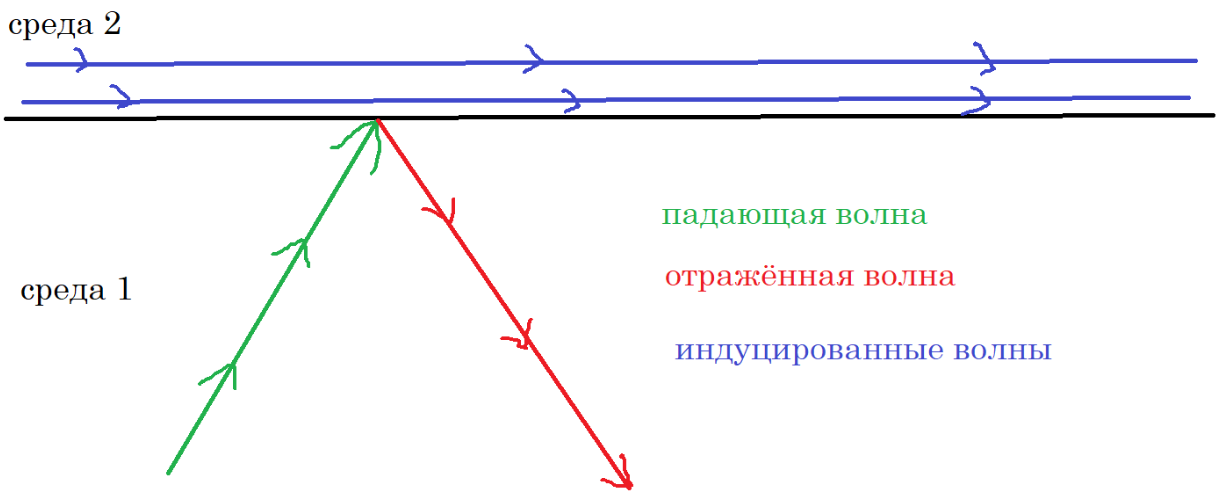
До угла полного внутреннего преломления всё чинно-мирно, опять-таки, при угле Брюстера одна из компонент зануляется. А в угле внутреннего преломления у нас происходят чудеса, и при больших углах эрки также становятся комплексными, но модули их единица! Что это значит? Напомню, что r – это

$$r_{\perp,\parallel} = \frac{E_{\perp,\parallel}(t)\ \text{отражённой волны}}{E_{\perp,\parallel}(t)\ \text{падающей волны}} = \frac{A_{\perp,\parallel} e^{i\varphi}\ \text{отражённой волны}}{A_{\perp,\parallel}\ \text{падающей волны}}$$

И если модуль r – эта единица, то получается, что амплитуда отражённой волны будет такая же, как у исходной! Ну там ещё домножение на фазу какое-то (его посчитать достаточно сложно, для желающих – Сивухин, стр.415), но амплитуда та же, и следовательно, вся мощность исходной волны идёт в отражённой. Иначе бы, как вы понимаете, мощность волны в оптоволокне, где волна многократно внутренне отражается, очень быстро бы гасла и Интернета у нас не было, не было ТикТоков ваших, пришлось бы телевизор смотреть и всё равно деградировать.

Следовательно, в случае полного внутреннего отражения энергетические коэф-ты R=1, и следовательно, T=0.

Вернёмся всё-таки к прошедшей волне. Казалось бы, у нас нарушается закон сохранения энергии: вся мощность уходит в отражённую и ещё часть в прошедшую. Оказывается, что на самом деле он не нарушается: вся мощность от падающей волны передаётся в отражённую, но это отражение как бы индуцирует в среде 2, куда волна так и не попала, волну из минус бесконечности до плюс бесконечности. Обязательная иллюстрация:



Естественный вопрос: а эти волны индуцируются на какой глубине? Ведь вторая среда может быть очень толстой. Оказывается, что мощность этих волн экспоненциально гаснет от расстояния до границы сред.

Ещё одна особенность – скорость этих индуцированных волн меньше, чем скорость обычных волн в среде 2, т.е. c/n_2. Она зависит от углов падения, но она всегда именно меньше.

Для иллюстрации рассмотрим пример. Предположим, что из стекла свет переходит в воду. Вода – менее плотный оптический материал, нежели стекло, а угол падения мы подобрали такой, что у нас полное внутреннее отражение.
Пока падающей волны нет, в среде 2 (воде) никаких индуцированных волн нет. Теперь мы достали лазер и светим. В воде (ближайших к стеклу слоях) начинают разгоняться индуцированные волны, и у нас некоторое время происходит сложный переходный процесс, в ходе которого, вообще говоря, полного внутреннего отражения нет – часть мощности проходит в воду. Наконец, индуцированные в воде волны разгоняются до нужной скорости, и мы приходим к полному внутреннему отражению.

Термин «индуцированные волны» придумал автор этот методы, в учебниках его нет. Аккуратнее с его использованием на экзамене.