

ITMO UNIVERSITY

# Введение в оптоинформатику

## Лекция 2 Планарные волноводы

**Асеев Владимир Анатольевич, доцент Кафедры ОТиМ**

[aseev@oi.ifmo.ru](mailto:aseev@oi.ifmo.ru)

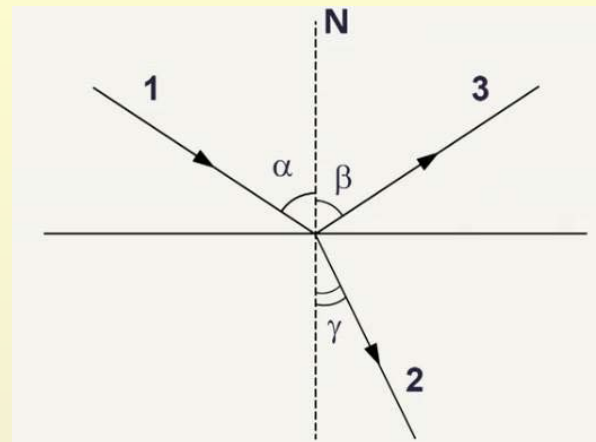
# Чти субботу

Еврейское слово шаббáт связано с корнем швт — «покоиться», «прекращаться», «воздерживаться». Суббота, седьмой день недели, в который Тора предписывает воздерживаться от работы

# Введение

Закон преломления - что если угол между падающим лучом и нормалью поверхности проведенной к точке падения, названный углом падения, обозначить через  $\alpha$ ; и если угол преломления – угол между преломленным углом и нормалью – обозначить через  $\gamma$  тогда взаимосвязь этих углов будет определяться следующим выражением

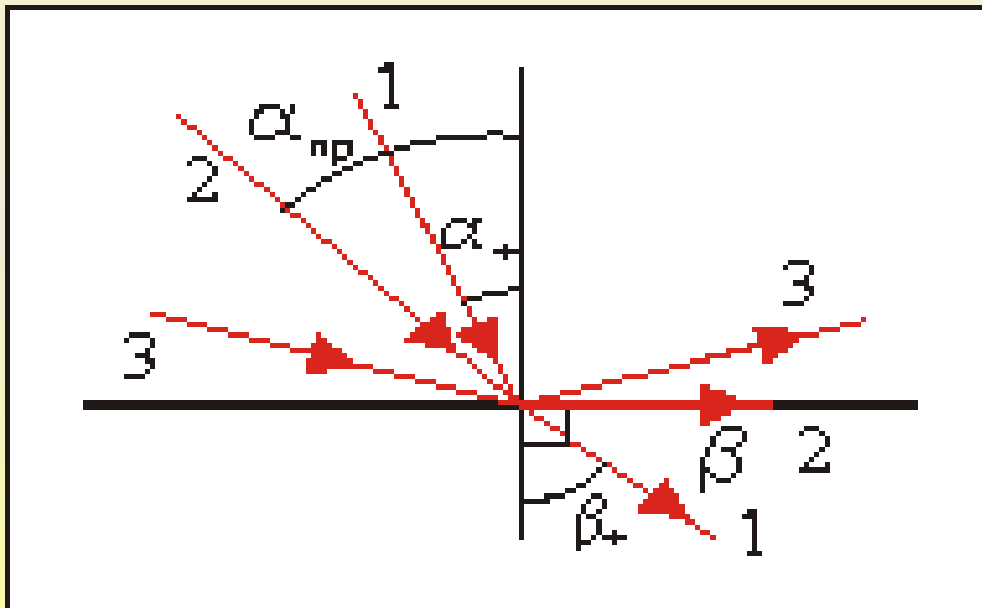
$n \sin \alpha = n' \sin \gamma$  где  $n$  показатели преломления материалов





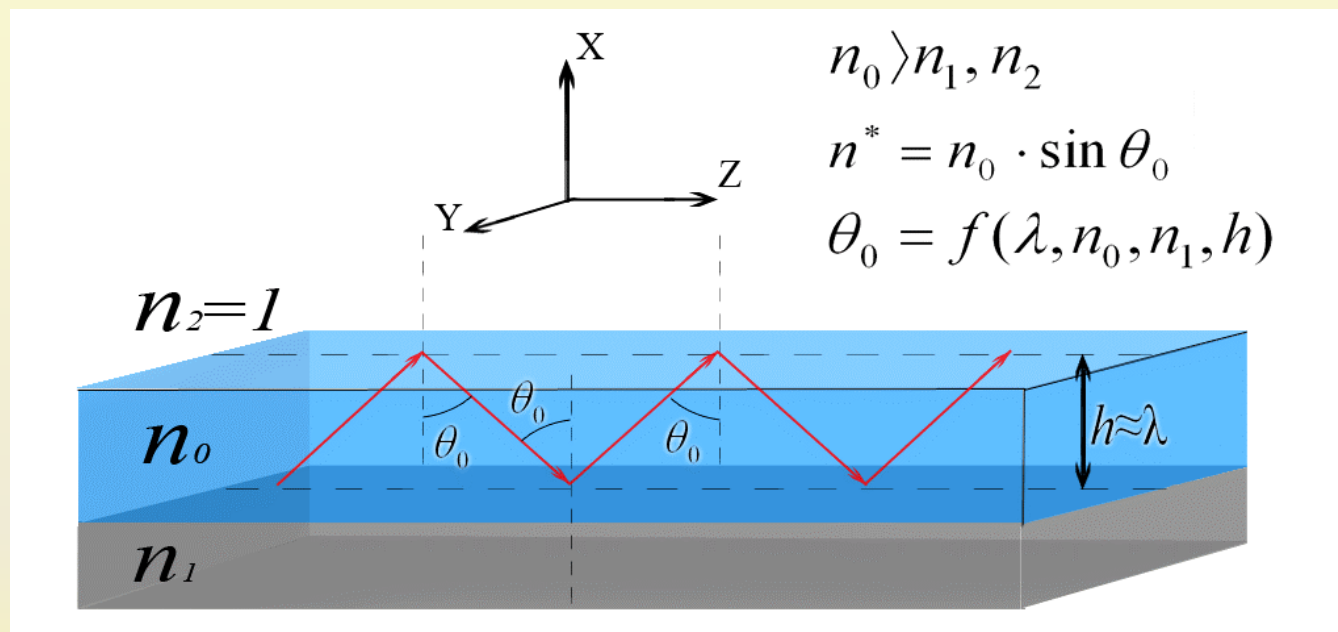
# Полное внутреннее отражение

По мере увеличения угла падения увеличивается и угол преломления. При некотором значении угла падения  $\alpha_{\text{пр}}$  (назовем его предельным) преломленный луч распространяется вдоль границы раздела ( $\beta = 90^\circ$ ). Если световой луч пустить на границу под углом  $\alpha > \alpha_{\text{пр}}$ , то он вообще не проникает во вторую среду. Вся световая энергия отражается, что и является полным внутренним отражением



# Волновод

*Волноводное распространение света в тонких слоях происходит путём полного внутреннего отражения*



# Типы волноводов

настоящее время в интегральной и волоконной оптике используется большое разнообразие оптических волноводов с различными свойствами. Большинство из них можно классифицировать по двум параметрам:

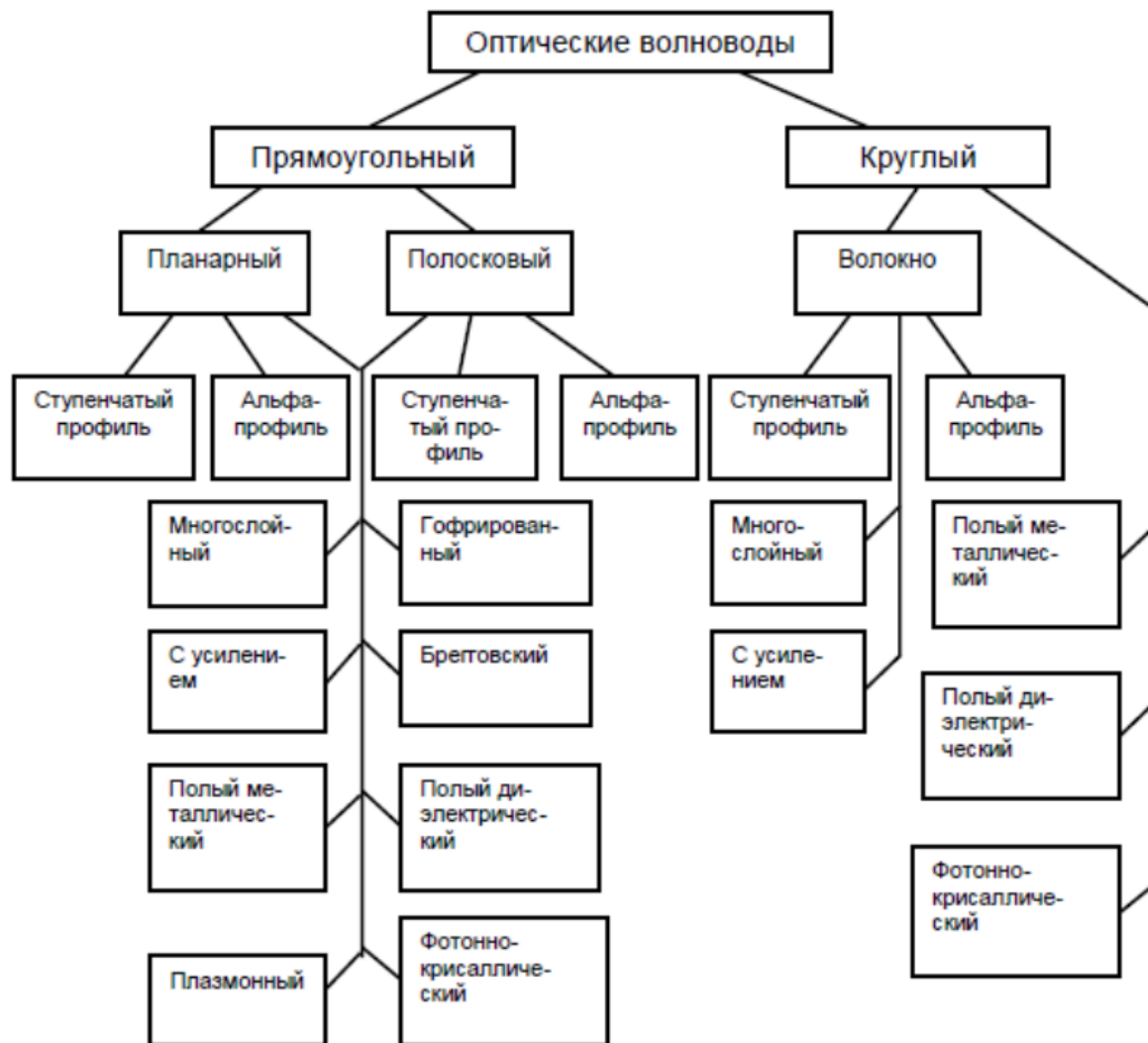
Геометрия волновода в поперечном сечении

- волноводы с прямоугольным сечением (планарные и канальные)
- волноводы с круглым сечением (волокна)

Пространственный профиль показателя преломления (или диэлектрической проницаемости) волновода в поперечном сечении

- Ступенчатый профиль показателя преломления
- альфа-профилем (градиентный профиль)

# Типы волоноволов



# Законы Френеля

Амплитуды электрического поля падающей ( $E_1$ ), отраженной ( $E_3$ ) и преломленной ( $E_2$ ) волн связаны следующими соотношениями

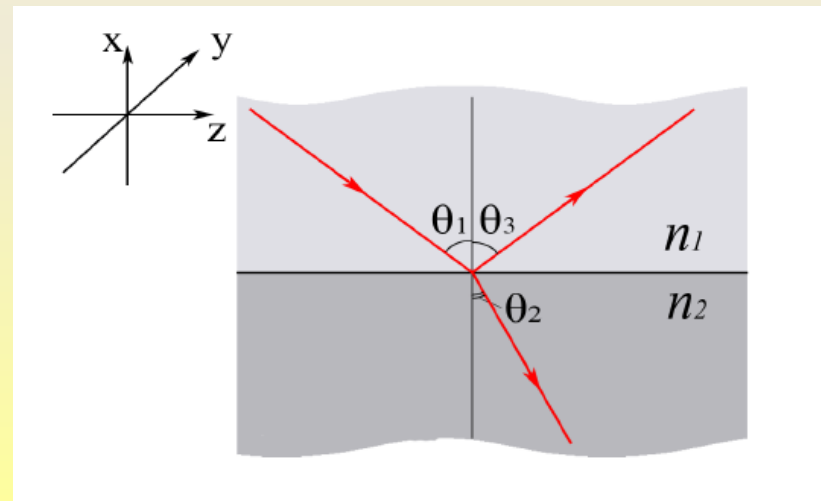
$$E_3 = E_1 \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}, \quad E_2 = E_1 \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.1.1)$$

$$(2.1.2)$$

для случая, когда вектор электрического поля ( $E$ ) перпендикулярен плоскости падения излучения (ТЕ-поляризация:  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ , где  $E$  и  $H$  - векторы электрического и магнитного полей) и соотношениями для случая, когда вектор электрического поля ( $E$ ) параллелен плоскости падения излучения (ТМ-поляризация:  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$ ).

$$E_2 = E_1 \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}$$

$$E_3 = E_1 \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2},$$





# Законы Френеля

Амплитуды электрического поля падающей ( $E_1$ ), отраженной ( $E_3$ ) и преломленной ( $E_2$ ) волн

Коэффициенты отражения ( $R$ ) и пропускания ( $T$ ) могут быть определены по следующим формулам

$$R = \left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2, \quad T = \left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2.$$

# Законы Френеля

Рассмотрим важный для оптических волноводов случай, при котором излучение полностью отражается от границы двух сред ( $R = 100\%$ ).

Данная ситуация реализуется при угле падения большем критического угла  $\theta_c$ . Критический угол падения определяется из выражения

$$\sin \theta_c = n_2/n_1.$$

Эффект полного внутреннего отражения может возникать лишь при выполнении условия  $n_1 > n_2$ . Это условие также является необходимым для каналирования излучения в большинстве диэлектрических волноводов

# Отражение на границе раздела 2 сред

Зависимость коэффициента отражения на границе двух сред от угла падения для двух поляризаций излучения

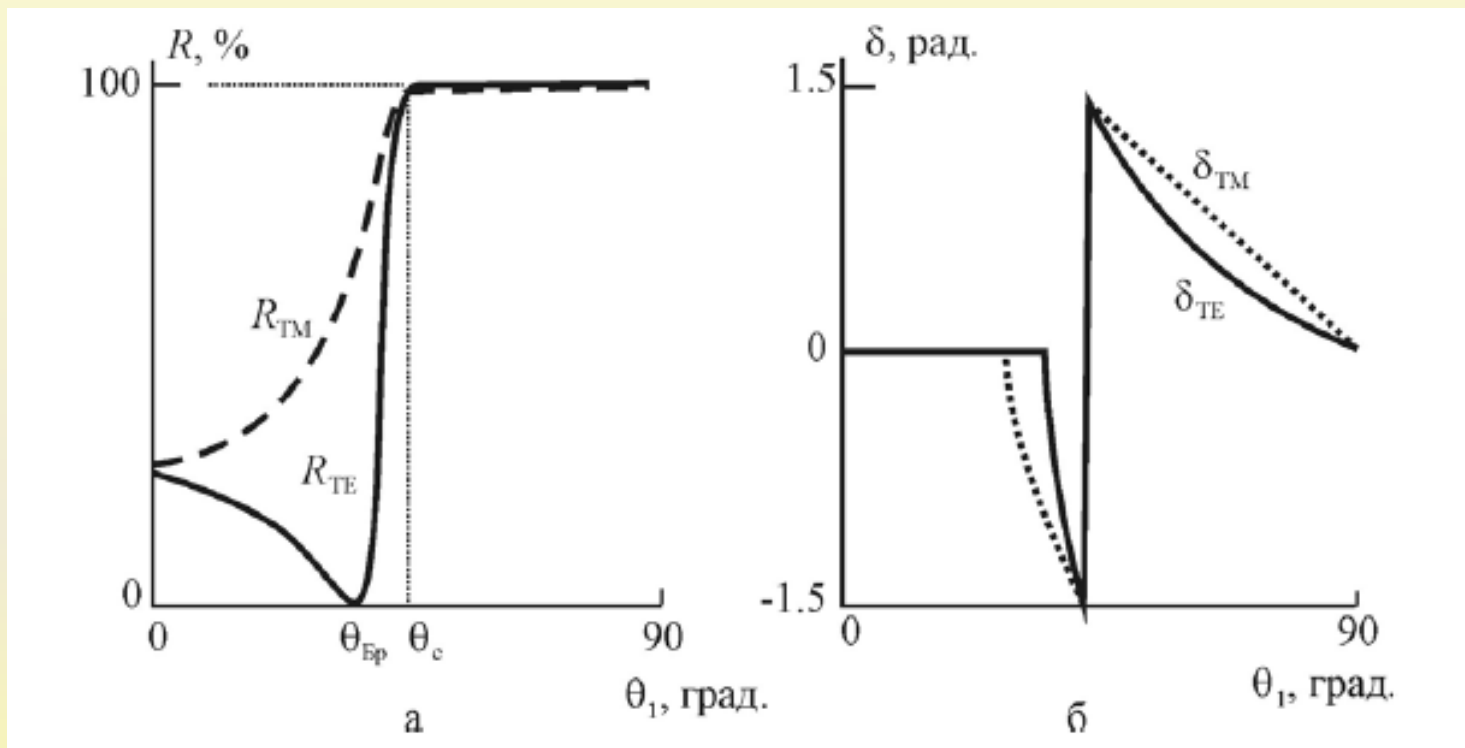


Рис. 2.3. а) зависимость коэффициента отражения от угла падения излучения.

б) зависимость сдвига фазы отраженного излучения от угла падения излучения.

# Эффекты, возникающие при полном внутреннем отражении

1. При отражении от границы двух сред происходит сдвиг фазы отраженного излучения. Величина сдвига фазы задается выражением для ТЕ поляризации:

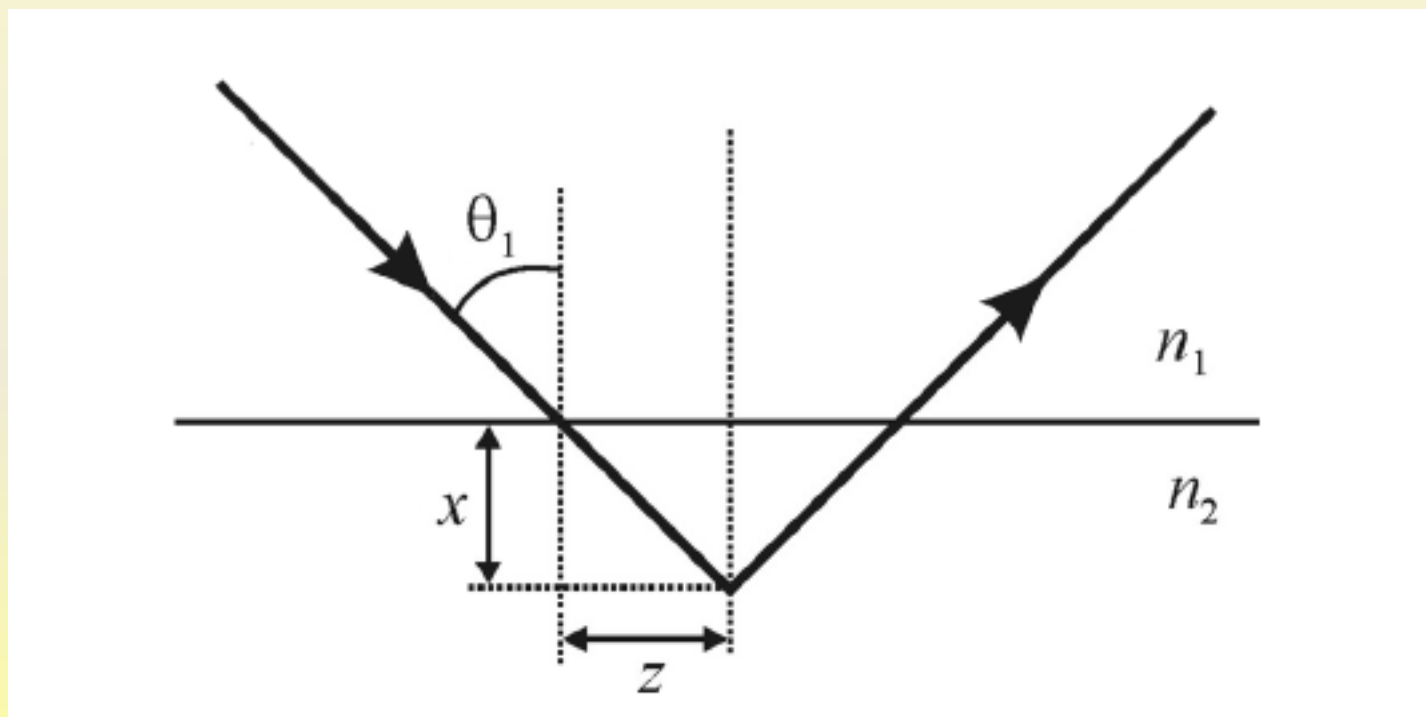
$$\delta = 2 \arctg \frac{\sin^2 \theta_1 - n_2^2 / n_1^2}{\cos \theta_1},$$

для случая ТМ-поляризации падающего излучения

$$\delta = 2 \arctg \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_2^2 / n_1^2}}{n_2^2 / n_1^2 \cos \theta_1},$$

# Эффекты, возникающие при полном внутреннем отражении

Полное внутреннее отражение сопровождается смещением пучка вдоль оси  $z$  (сдвиг Гуса-Хенхена). Это происходит за счет проникновения излучения за границу двух сред в виде затухающей волны



# Сдвиг Гуса-Хенхена

Величина смещения пучка по оси z задается следующим соотношением  
TE поляризация

$$z = \frac{tg \theta_1}{k(n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2}},$$

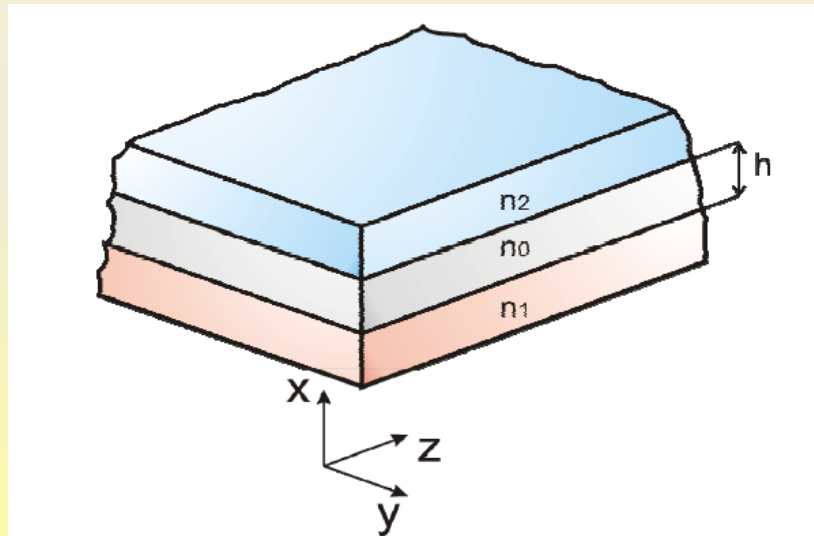
TM поляризация

$$z = \frac{n_2^2 tg \theta_1}{k(n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2}(n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2 \cos^2 \theta_1)},$$

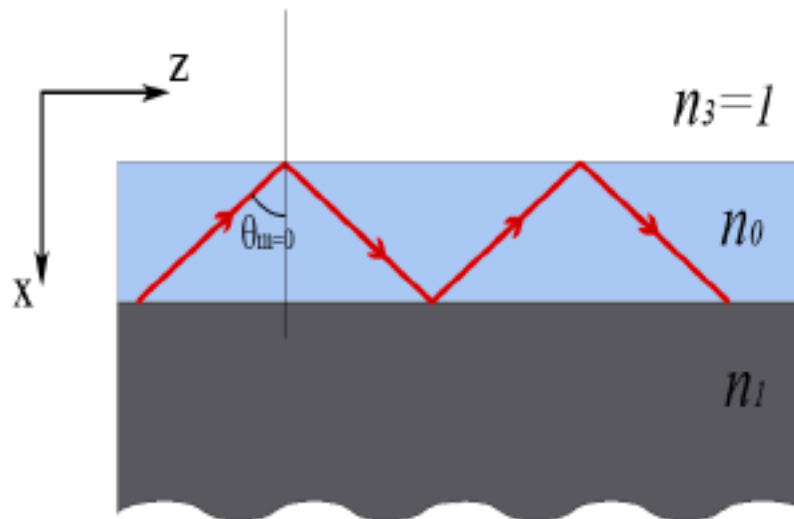


# Классификация оптических волноводов

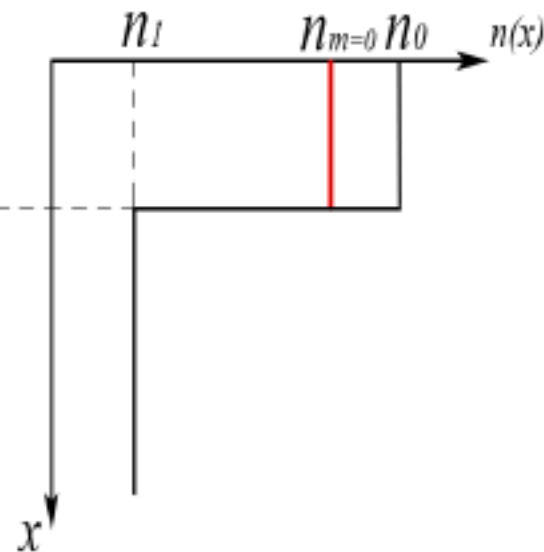
Планарными - волноводы, ограниченные лишь в одном направлении. В данном случае волноводный слой с показателем преломления  $n_0$  ограничен в направлении  $X$  и имеет толщину  $h$ . Подложку с показателем преломления  $n_1$  считаем неограниченной в направлении  $-X$ , а покровный слой с показателем преломления  $n_2$  — неограниченным в направлении  $+X$ . Чаще всего покровным слоем служит воздух, и  $n_2 = 1$ . Планарные волноводы мы будем разделять на пленочные и градиентные



# Классификация оптических волноводов



распространение световой  
волны в приближении  
геометрической оптики

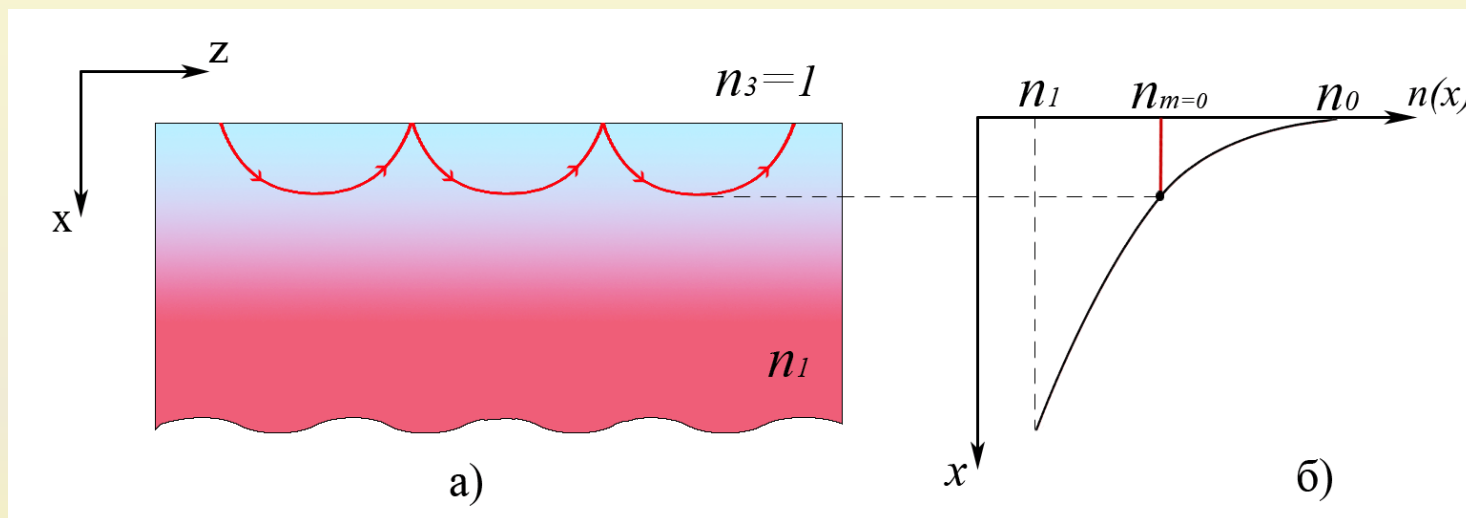


профиль показателя преломления



# Классификация оптических волноводов

В градиентных волноводах  $n_0$  изменяется плавно в пределах волноводного слоя вдоль оси  $X$ , т.е.  $n_0 = n_0(x)$ .



распространение световой  
волны в приближении  
геометрической оптики

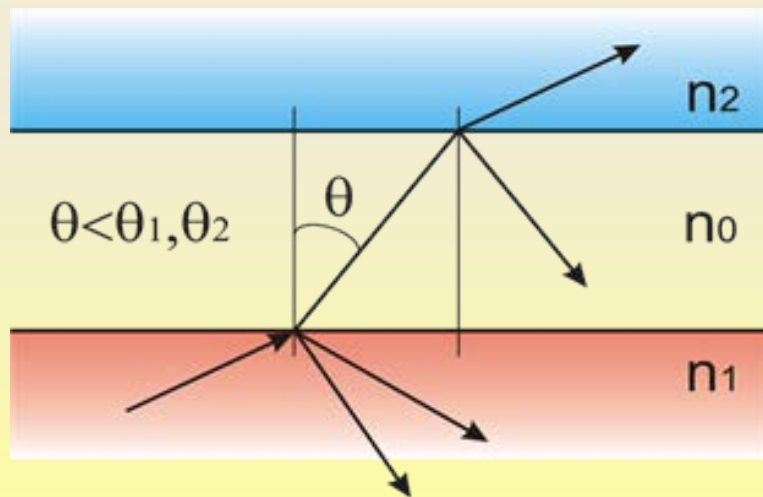
профиль показателя преломления



# Геометрическая оптика планарных волноводов

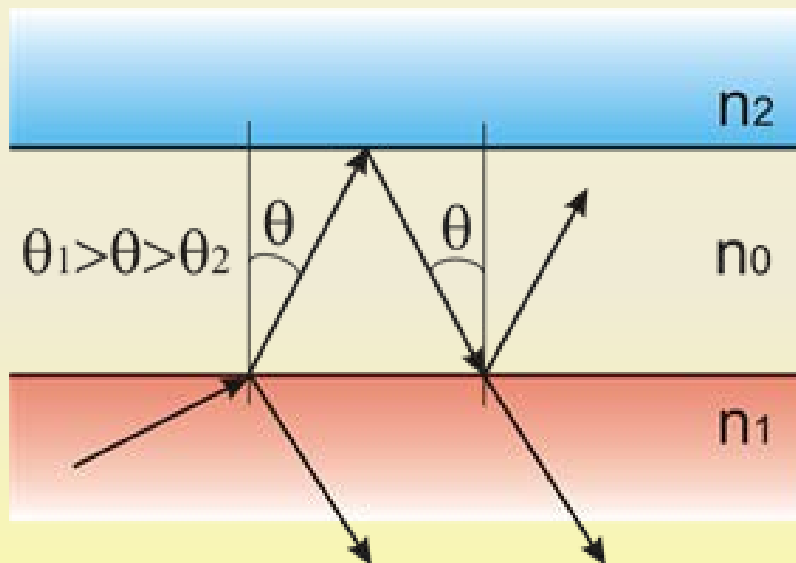
Рассмотрим пленочную волноводную структуру состоящую из пленки, подложки и покровного материала с показателями преломления  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ , соответственно. Обычно справедливо неравенство  $n_0 > n_1 > n_2$ , и поэтому существуют два критических угла – на границе пленка – покровный слой ( $\theta_2$ ) и на границе пленка – подложка ( $\theta_1$ ). В зависимости от угла падения  $\theta$  из пленки на ее границы, можно выделить три случая:

а) при  $\theta < \theta_1, \theta_2$  полное внутреннее отражение отсутствует, и свет частично проходит через пленку в подложку и в покровную среду преломляясь в соответствии с законом Снеллиуса. В этом случае волноводное распространение света отсутствует, а соответствующее распределение поля называется *излучательной модой*



# Геометрическая оптика планарных волноводов

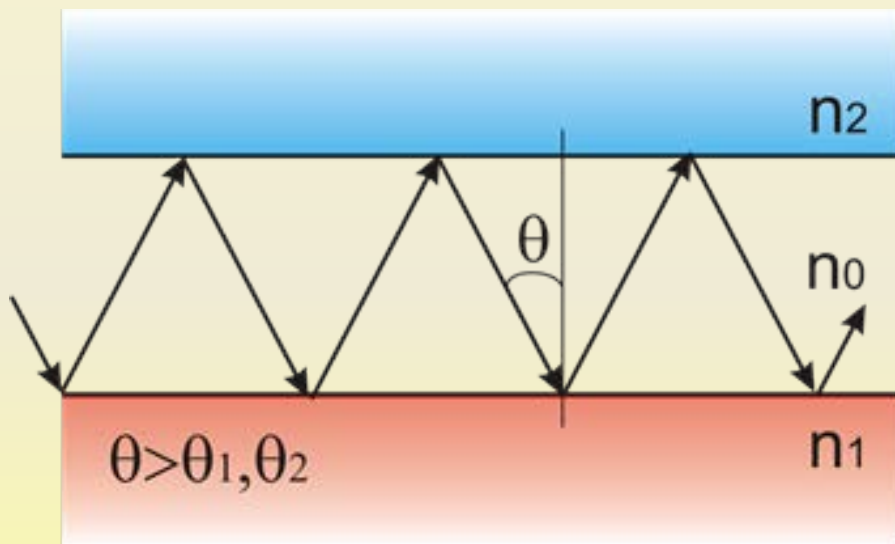
если угол  $\theta_1 > \theta > \theta_2$ , то распространяющаяся в подложке волна преломляется на границе раздела пленка-подложка, испытывает полное внутреннее отражение на границе пленка-покровный слой, преломляется снова в подложку. В этом случае волноводное распространение света также отсутствует, а соответствующее распределение поля называется *излучательной модой подложки*





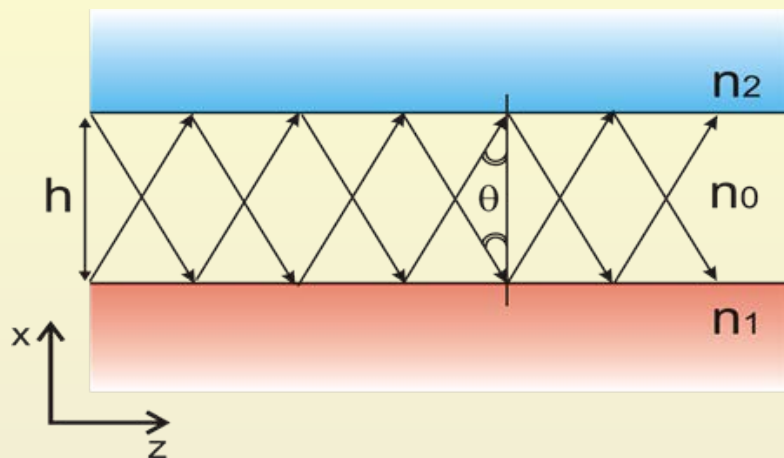
# Геометрическая оптика планарных волноводов

при  $\theta > \theta_1, \theta_2$  на обеих границах пленки свет будет испытывать полное внутреннее отражение, и при некоторых дискретных углах  $\theta$ , как мы увидим дальше, будет распространяться в пленке волноводным образом по зигзагообразному пути. Этот случай соответствует **волноводной моде**





# Геометрическая оптика планарных волноводов

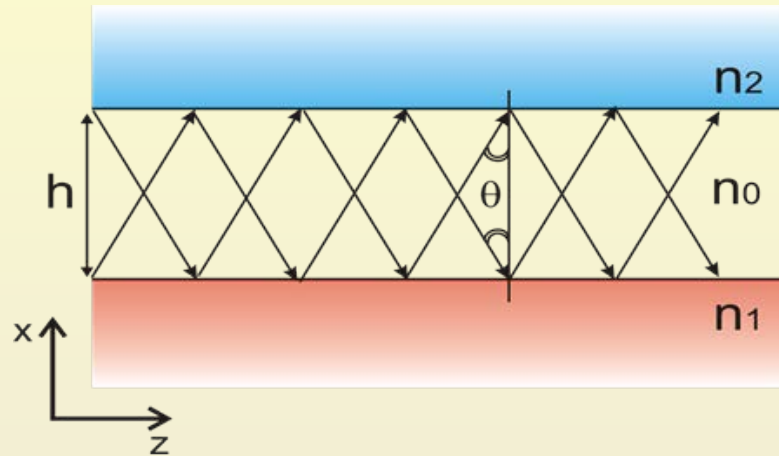


С точки зрения геометрической оптики поле в волноводном слое можно представить в виде двух плоских волн, которые распространяются в волноводе по зигзагообразному пути, испытывая на границах слоя полное внутреннее отражение

$$(E, H) \sim (E_m, H_m) \exp(i(\omega t - kn_0(\pm x \cos \theta + z \sin \theta))), \quad \text{где} \quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

— волновое число света в вакууме

# Геометрическая оптика планарных волноводов

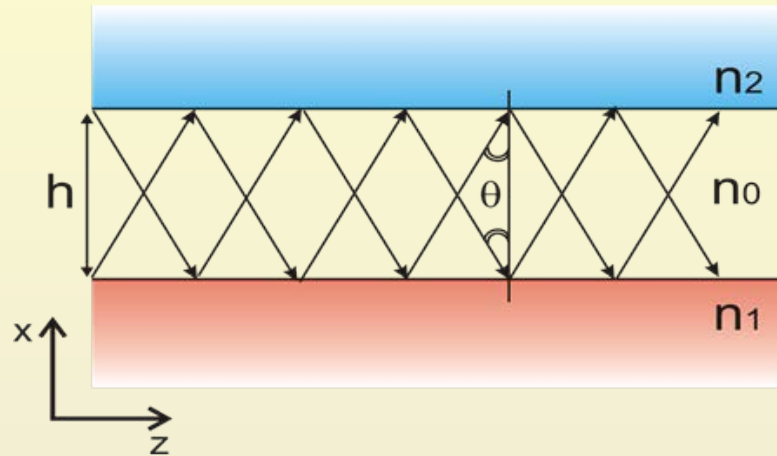


Постоянная распространения волноводной моды  $\beta$  и ее фазовая скорость  $v$

$$\beta = \frac{\omega}{v} = kn_0 \sin \theta.$$



# Геометрическая оптика планарных волноводов



Постоянная распространения волноводной моды  $\beta$  и ее фазовая скорость  $v$

$$\beta = \frac{\omega}{v} = kn_0 \sin \theta.$$

# Геометрическая оптика планарных волноводов

Рассмотрим поперечное сечение волновода плоскостью  $z = \text{const}$  и просуммируем фазовые сдвиги, которые появляются при движении волны от нижней границы пленки  $x = 0$  к границе  $x = h$ , и обратно. Для получения самосогласованной картины распределения поля необходимо, чтобы суммарный фазовый сдвиг за такой цикл распространения волны был кратным  $2\pi$

$$2kn_0h \cos \theta - \phi_1 - \phi_2 = 2\pi m,$$

Где  $m = 0, 1, 2, \dots$  (целое число). Это уравнение называется *уравнением фазового синхронизма* или *дисперсионным уравнением*

В левой части первый член — набег фазы при проходе волны от границы  $x=0$  к границе  $x=h$  и обратно к границе  $x=0$ ;  $\phi_1$  и  $\phi_2$  — фазовые сдвиги при полном внутреннем отражении от подложки и покровного слоя, соответственно



# Геометрическая оптика планарных волноводов

Из формул Френеля для отраженного света запишем для ТЕ- и ТМ-волн

$$\phi_{1,2}^{TE} = 2 \arctg \sqrt{\frac{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{1,2}^2}{n_0^2 - n_0^2 \sin^2 \theta}}$$

$$\phi_{1,2}^{TM} = 2 \arctg \left( \sqrt{\frac{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{1,2}^2}{n_0^2 - n_0^2 \sin^2 \theta}} \cdot \frac{n_0^2}{n_{1,2}^2} \right)$$

«эффективный показатель преломления»  $n_m$ :

$$n_m = \frac{\beta}{k} = n_0 \sin \theta$$

# Геометрическая оптика планарных волноводов

дисперсионные уравнения, определяющие эффективный показатель преломления  $n_m$  (а значит, и  $\beta$ ),  
как функцию длины волны света  $\lambda$  и толщины пленки  $h$

$$\frac{2\pi}{\lambda} h = \frac{1}{\sqrt{n_o^2 - n_m^2}} \times$$

$$\times \left( \pi\rho + \arctg\left(\frac{n_0}{n_1}\right)^\chi \cdot \sqrt{\frac{n_m^2 - n_1^2}{n_o^2 - n_m^2}} + \arctg\left(\frac{n_0}{n_2}\right)^\chi \cdot \sqrt{\frac{n_m^2 - n_2^2}{n_o^2 - n_m^2}} \right),$$

Где  $\chi=0$  для ТЕ-волн,  $\chi=2$  для ТМ-волн, число определяет номер моды, например — ТЕ0, ТЕ1, ТМ0 и т.д

# Геометрическая оптика планарных волноводов

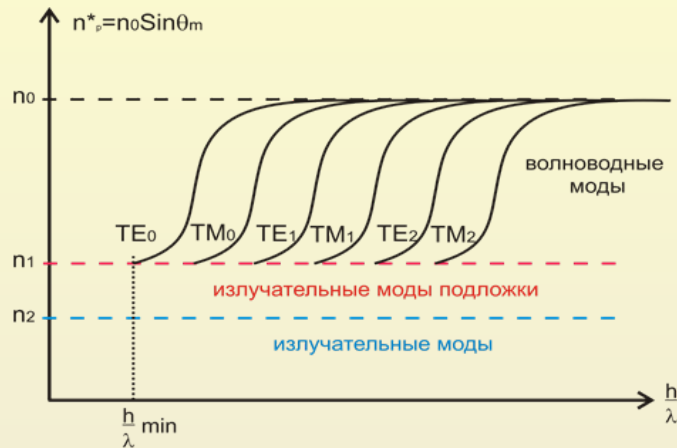
Каждой моде соответствует свой эффективный показатель преломления  $n_m = n_0 \sin \theta_m$  и свой угол  $\theta_m$ , под которым свет распространяется в пленке

Эффективный показатель преломления волноводной моды изменяется в пределах

$$n_0 > n_m > n_1$$

т.к.  $\sin \theta < 1$ . При  $n_m < n_1$  в структуре имеют место излучательные моды подложки

# Геометрическая оптика планарных волноводов



для асимметричной волноводной структуры, у которой  $n_1 > n_2$ . Для каждой моды существует критическая толщина волновода (или толщина отсечки), при которой наступает отсечка для данной волноводной моды (когда  $n_m = n_1$  )

$$\left( \frac{h}{\lambda} \right)_{\min} = \frac{1}{2\pi \sqrt{n_0^2 - n_1^2}} \left( \pi m + \arctg \left( \frac{n_0}{n_1} \right)^x \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2 - n_1^2}} \right).$$

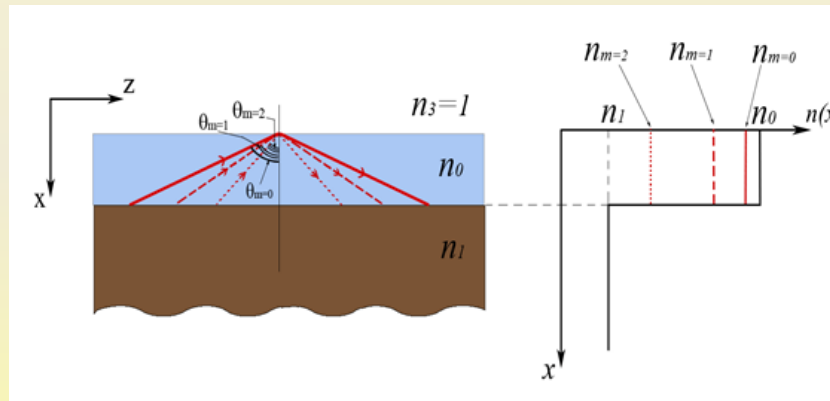
# Геометрическая оптика планарных волноводов

Минимальная толщина волновода соответствует  $TE_0$ -моду, т.к. для нее  $\chi = 0$  и  $m = 0$

Для симметричной волноводной структуры с  $n_1 = n_2$  для мод с номером  $m=0$  отсечка отсутствует и при  $h \rightarrow 0$ .

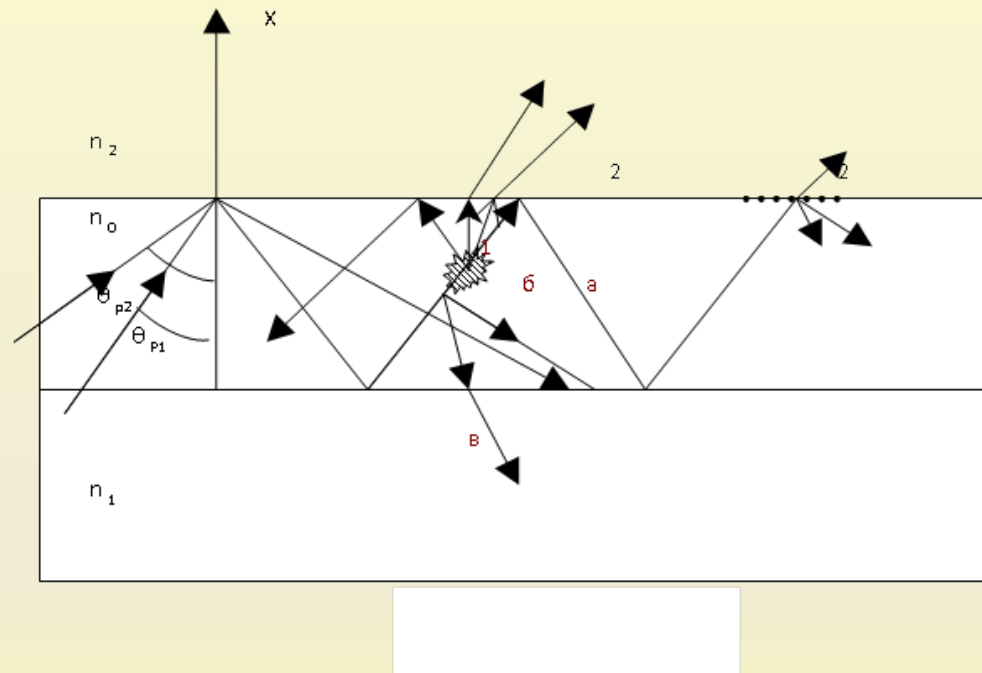
Чем больше толщина волновода, тем большее число мод может в нем распространяться

Для конкретной структуры с ростом номера моды  $m$  уменьшается как эффективный показатель преломления  $n_m$ , так и угол распространения  $\theta_m$



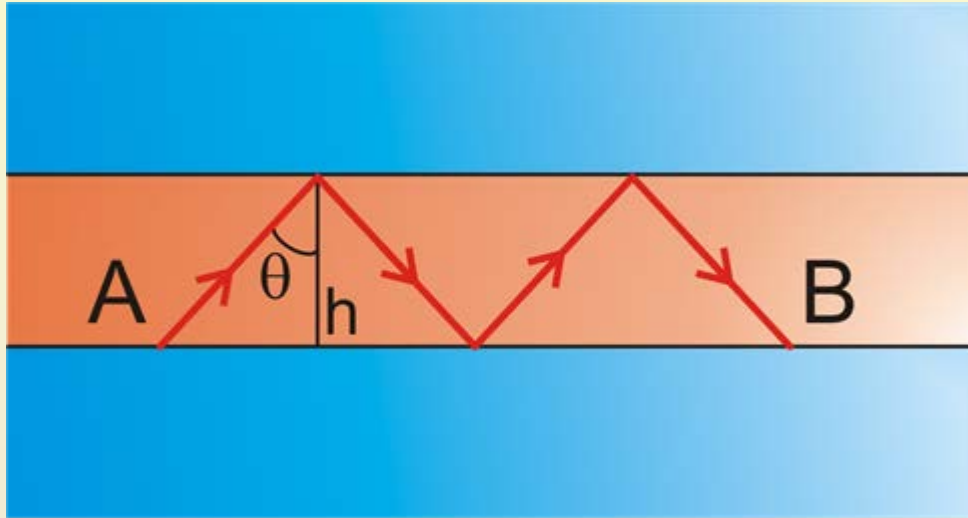
# Потери в планарных волноводах

Пусть по волноводу распространяется в виде волноводной моды с номером  $p_1$ , световой пучок, ограниченный в направлении  $X$ , по зигзагообразной траектории, под углом  $\theta_{p1}$



# Потери в планарных волноводах

В пленочных волноводах поверхностные потери с увеличением номера моды растут быстрее, чем объемные. Отношение этих потерь найдем из, считая, что объемные потери пропорциональны пройденному зигзагообразной волной расстоянию  $l$ , а поверхностные – числу отражений от границ пленки  $N$



$$\frac{\alpha_{\text{пов}}}{\alpha_{\text{об}}} \approx \frac{N}{l} = \frac{N}{N \cdot h / \cos \theta} = \frac{n_0^2 - n_m^{*2}}{n_0 \cdot h}. \quad (4.1)$$

С увеличением  $m$  эффективный показатель преломления уменьшается, и вклад поверхностных потерь в общее затухание растет

# Потери в планарных волноводах

Потери в изогнутых волноводах возникают по двум причинам. Во-первых, в зависимости от радиуса кривизны волновода изменяется картина волноводных мод и при переходе от прямого волновода к изогнутому неизбежны потери. Во-вторых, самосогласованная картина поля, имеющая место в поперечном сечении волновода, не может двигаться со скоростью, превышающую скорость света в вакууме

Поэтому часть энергии волны при  $\chi > \chi_r$  должна излучаться во вторую среду (вакуум).

потери на изгибе будут пренебрежимо малы, если радиус кривизны волновода  $R$  удовлетворяет неравенству

$$R > \frac{24\pi^2}{\lambda^2 \gamma_2^3}$$

