

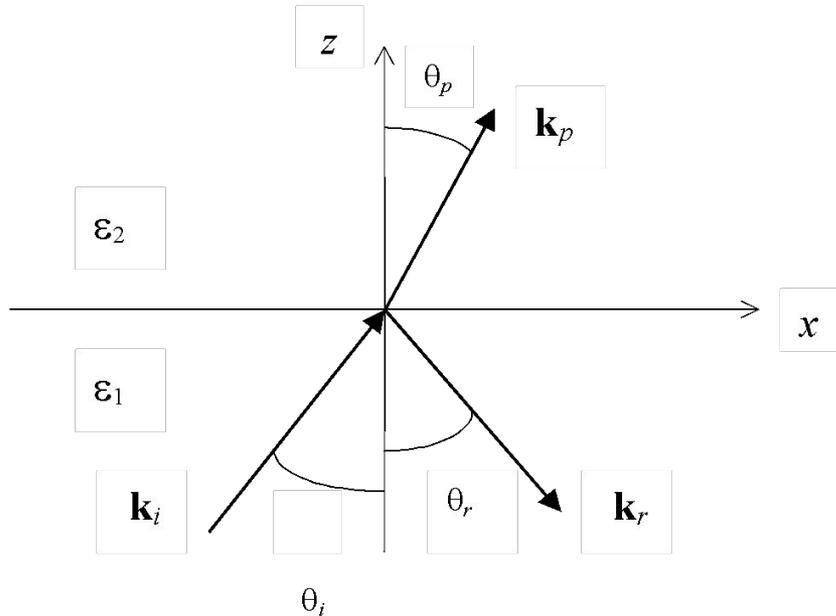
# ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

## ЛЕКЦИЯ №3

Электромагнитное излучение на границе раздела  
сред и в структурированном веществе.  
Оптическая микроскопия ближнего поля.

Астапенко В.А., д.ф.-м.н.

# Отражение и преломление электромагнитных ВОЛН



$$k_{ix} = k_{rx} = k_{px}$$

$$\varepsilon_1'' = \varepsilon_2'' = 0$$

$$\theta_i = \theta_r \quad \frac{\sin \theta_p}{\sin \theta_i} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}$$

$$k_{pz} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_i} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_p$$

Распространение плоской электромагнитной волны через границу раздела двух сред

$$k_{iz} = -k_{rz} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_i$$

# Полное внутреннее отражение Эванесцентные волны

$$\theta_c = \arcsin\left(n^{(r)}\right), \quad n^{(r)} = n_2/n_1, \quad n_1 > n_2$$

$\theta_c$  – угол полного внутреннего отражения

для  $\theta_i < \theta_c$  :  $k_{1z} = k_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_i}$ ,  $k_{2z} = k_2 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_i / n^{(r)2}}$ ,  $k_{1,2} = 2\pi n_{1,2} / \lambda$

$E_2(z) = E_0 e^{-k_{2z} z} e^{i(k_{1z} z - \omega t)}$  –

для  $\theta_i > \theta_c$  :  $\kappa = k_2 \sqrt{\sin^2 \theta_i / n^{(r)2} - 1}$  – константа затухания

$E_2(z) = E_0 e^{-\kappa z} e^{i(k_{1z} z - \omega t)}$  –

# Граничные условия

Из 1-го и 3-го уравнений Максвелла:

$$\mathbf{E}_{1\tau} = \mathbf{E}_{2\tau}, \quad \mathbf{H}_{1\tau} = \mathbf{H}_{2\tau}$$

для перпендикулярной составляющей электрического поля:

$$E_{iy} + E_{ry} = E_{py};$$

из условия на магнитное поле:  $k_{iz} E_{iy} + k_{rz} E_{ry} = k_{pz} E_{py}$

для перпендикулярной составляющей магнитного поля :

Кроме того:

$$H_x = -\frac{\omega}{c k^2} k_z y$$

из условия на электрическое поле:  $\frac{k_{iz}}{k_i^2} H_{iy} + \frac{k_{rz}}{k_r^2} H_{ry} = \frac{k_{pz}}{k_p^2} H_{py}$ .

# Формулы Френеля

$i$  – падающая волна,  $r$  – отраженная волна,  $p$  – преломленная волна

Для перпендикулярной поляризации (вектор  $\mathbf{E} \perp$  плоскости падения):

$$E_p^{(\perp)} = \frac{\sin \theta_p \cos \theta_i}{\sin(\theta_p + \theta_i)} E_i^{(\perp)}, \quad E_r^{(\perp)} = \frac{\sin(\theta_p - \theta_i)}{\sin(\theta_p + \theta_i)} E_i^{(\perp)}; \quad \frac{\sin \theta_p}{\sin \theta_i} = \frac{n_1}{n_2}$$

Для параллельной поляризации  $\mathbf{E}$ :

$$H_p^{(\parallel)} = \frac{\sin 2\theta_i}{\sin(\theta_p + \theta_i) \cos \theta} H_i^{(\parallel)}, \quad H_r^{(\parallel)} = \frac{\operatorname{tg}(\theta_p - \theta_i)}{\operatorname{tg} \theta (\theta_i + \theta_p)} H_i^{(\parallel)}$$

# Коэффициент отражения

$$R = \frac{I_r}{I_i} = \frac{|E_r|^2}{|E_i|^2}$$

$$\theta_i = \theta_r = \theta_p = 0: \quad R(\theta = 0) = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \right|^2 = \frac{(n_1 - n_2)^2 + (\kappa_1 - \kappa_2)^2}{(n_1 + n_2)^2 + (\kappa_1 + \kappa_2)^2}$$

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_p - i)}{\sin^2(\theta_p + i)}, \quad R_{//} = \frac{\theta^2 \sin^2(\theta_p - i)}{\theta^2 \sin^2(\theta_p + i)}$$

# Угол Брюстера и угол полного внутреннего отражения

$$R_{//} = \frac{\operatorname{tg}^2(\theta_p - \theta_i)}{\operatorname{tg}^2(\theta_p + \theta_i)}$$

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_p} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\theta_i + \theta_p = \pi/2 \quad \Rightarrow \quad R_{//} = 0 \quad -$$

—отраженная волна отсутствует

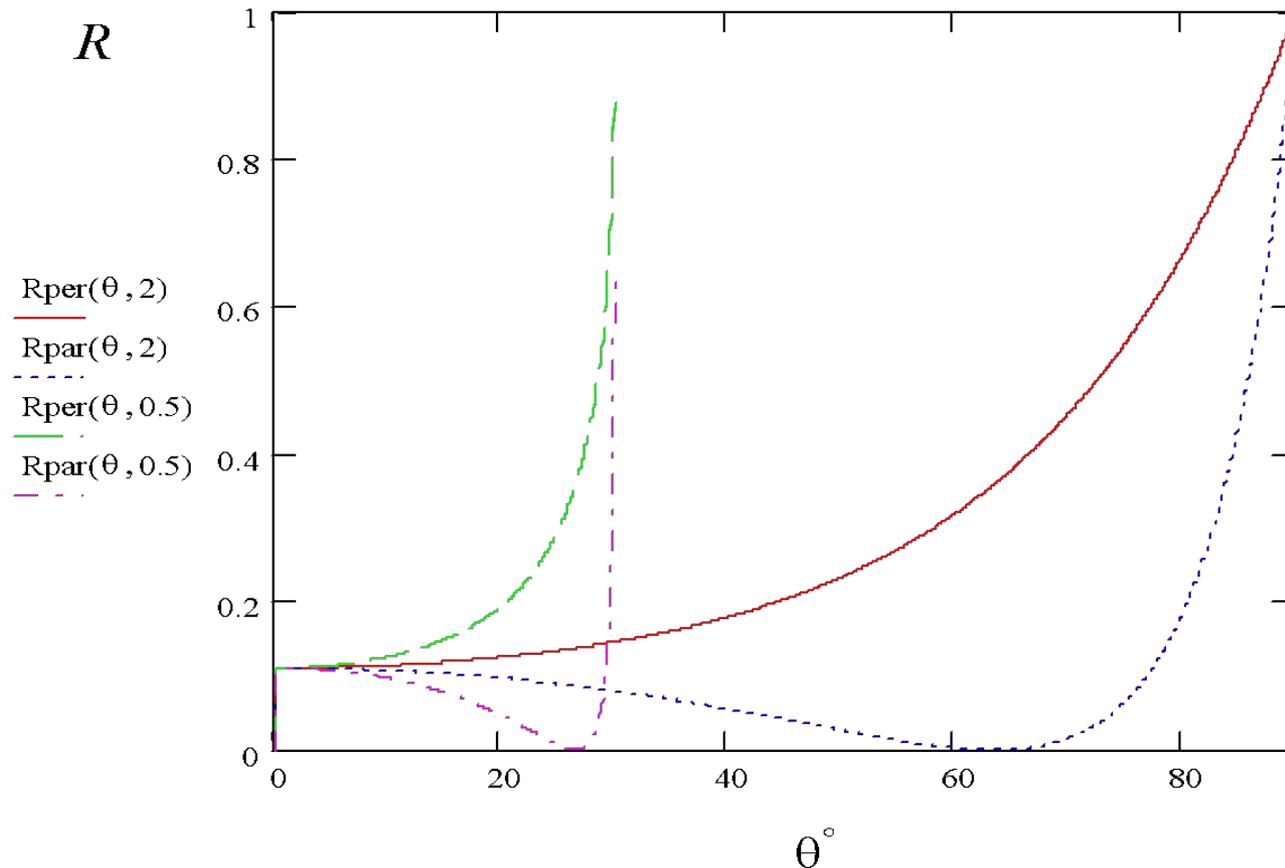


$$\left. \begin{aligned} \sin \theta_p \cos \theta_i \\ \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_p} = \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}} = \frac{n_2}{n_1} \end{aligned} \right\}$$

$$\operatorname{tg} \theta_i = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\sin \theta_0 = n^{(r)} \equiv \frac{n_2}{n_1}$$

Коэффициент отражения излучения от границы раздела сред при перпендикулярной и параллельной поляризации как функция угла падения для двух значений относительного показателя преломления:  $n^{(r)} = n_2 / n_1 = 0.5, 2$



# Отражатель Брэгга – одномерный фотонный кристалл

*Фотонные кристаллы* – материалы с периодическим изменением диэлектрической проницаемости среды на расстояниях порядка длины волны излучения в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах.

Распространение электромагнитной волны в таких периодических структурах сопровождается отражением от плоскостей симметрии вещества подобно тому, как это происходит с электронами в кристаллах.

Простейшим примером такого рода является *отражатель Брэгга*, представляющий собой последовательность пары плоскопараллельных пластин с толщинами  $d_{1,2}$  и показателями преломления  $n_{1,2}$ .

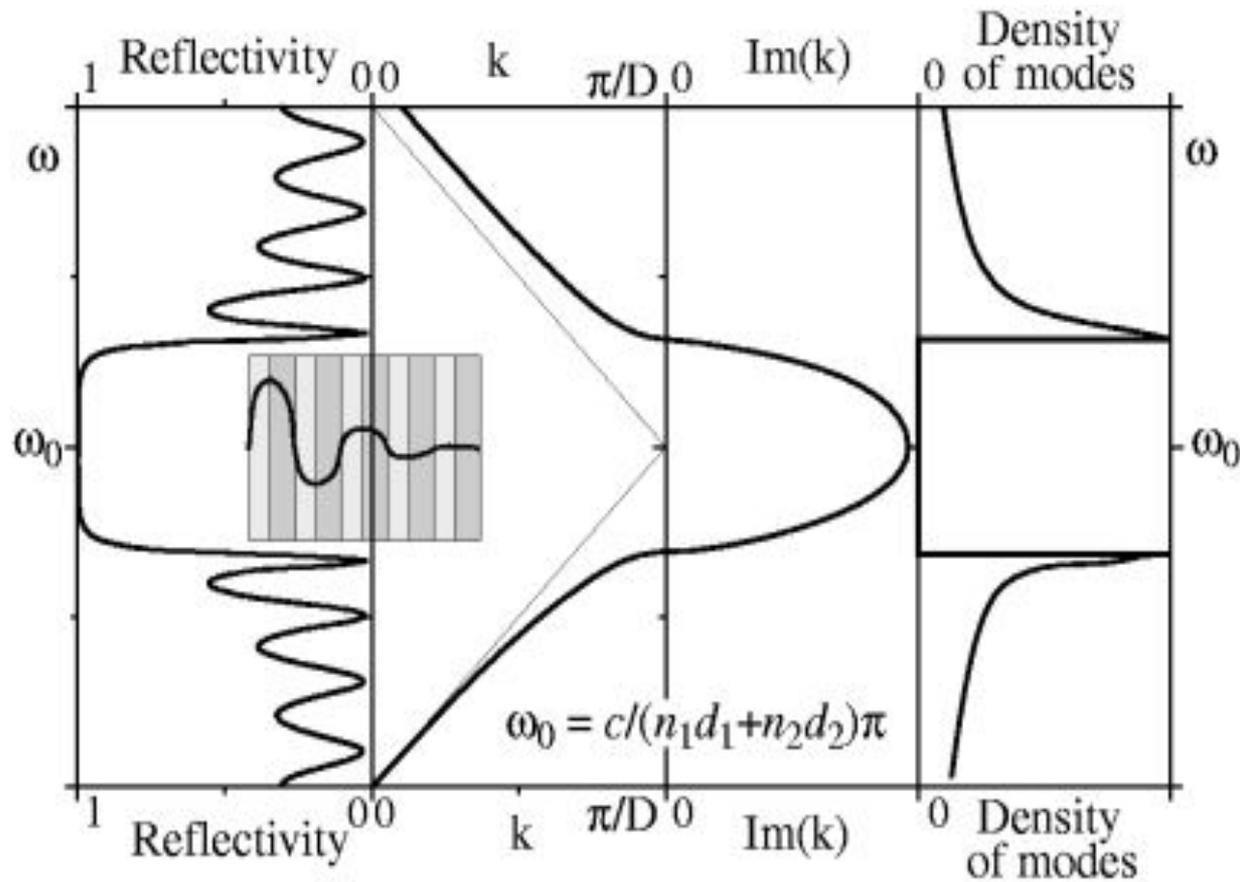
$D = d_1 + d_2$  период отражателя Брэгга

$\bar{n} = \frac{n_1 d_1 + n_2 d_2}{D}$  средний показатель преломления отражателя Брэгга

Условие отражения Брэгга для плоской волны, падающей по нормали к поверхности:

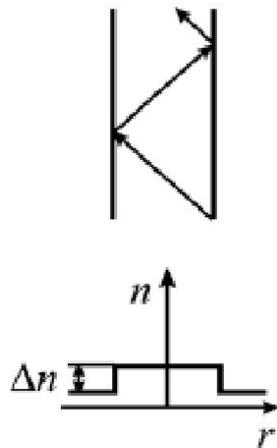
Условие на частоту отражения  $\omega_0 = \frac{\pi c}{n_1 d_1 + n_2 d_2} = \frac{\pi c}{D \bar{n}}$ .

Спектр отражения электромагнитного излучения от отражателя Брэгга (1-я (левая) четверть рисунка). Профиль поля электромагнитной волны в толще отражателя Брэгга (вставка). Дисперсионная зависимость для света в отражателе Брэгга (2-я четверть рисунка). Тонкой линией показана дисперсия свободного фотона. Спектральная зависимость мнимого волнового вектора в области фотонной запрещенной зоны (3-я четверть рисунка). Спектр плотности фотонных состояний в отражателе Брэгга (4-я четверть рисунка)

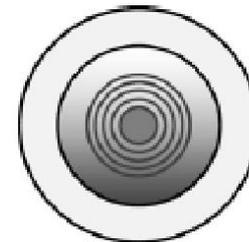
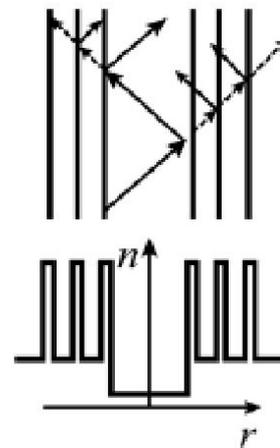


# Волоконные световоды

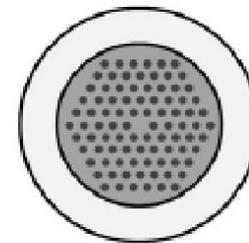
**Стандартные световоды**  
полное внутреннее отражение



**Световоды на основе запрещенной зоны**



1D-структура  
(брэгговские световоды)



2D-структура

Механизмы распространения света в стандартном оптоволокне  
и в световодах на основе фотонных кристаллов

# Принципы нанооптики

Критерий Релея  $\Delta x \geq \frac{0.61 \lambda}{\text{NA}}$

$\Delta x$  разрешаемое расстояние, 200–300 нм для видимого диапазона

$\lambda$  длина волны излучения

$\text{NA} = n \sin \theta$  числовая апертура  
1.3–1.4 для современных объективов

$n$  показатель преломления среды,  
в которой находится анализируемый объект

$\theta$  половина угла раствора конуса, образованного крайними сходящимися/расходящимися лучами оптической системы

# Соотношение неопределенностей Гейзенберга как аналог критерия Релея

$$p_x = \hbar k_x \quad \Delta x \geq \frac{1}{2 \Delta k_x} \quad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = 2\pi/\lambda$$

$$(\Delta k_x)_{\max} = k \quad \Delta x \geq \frac{1}{2k} \propto \lambda$$

## Основная идея нанооптики

Если в выражение для модуля волнового вектора подставить *чисто мнимые* компоненты волнового вектора по осям  $y$  и  $z$ , тогда для заданной длины волны можно увеличить значение  $\Delta k_x$  уменьшив тем самым минимально возможное разрешаемое расстояние по оси  $x$ .

# Эванесцентные волны

Пусть излучение распространяется вдоль оси  $z$ , тогда проекция волнового вектора на ось  $y$  равна нулю, а предполагаемая мнимость означает, что плоская волна излучения экспоненциально затухает. Такие волны называются *эванесцентными* (evanescent – приближающийся к нулю).

$$k_z = i\kappa$$

$$\mathbf{E}(z, x) = \mathbf{E}_0 \exp\{-\kappa z\} \exp(i k_x x)$$

тогда  $k < k_x$

и возможно преодоление ограничения Релея на разрешающую способность

# Одна из реализаций ЭВАНЕСЦЕНТНЫХ ВОЛН

Как показал Г. Бете, при прохождении излучения через апертуру с диаметром  $d$ , меньшим длины волны излучения, тогда коэффициент пропускания  $T \sim (\lambda/d)^4 \ll 1$  и волновой вектор чисто мнимый

Вывод: при распространении излучения *в неоднородном пространстве* релеевский предел для разрешаемого расстояния, вообще говоря, не выполняется, и в принципе возможно существенно увеличить разрешающую способность оптического прибора.

# Первый проект микроскопа ближнего поля

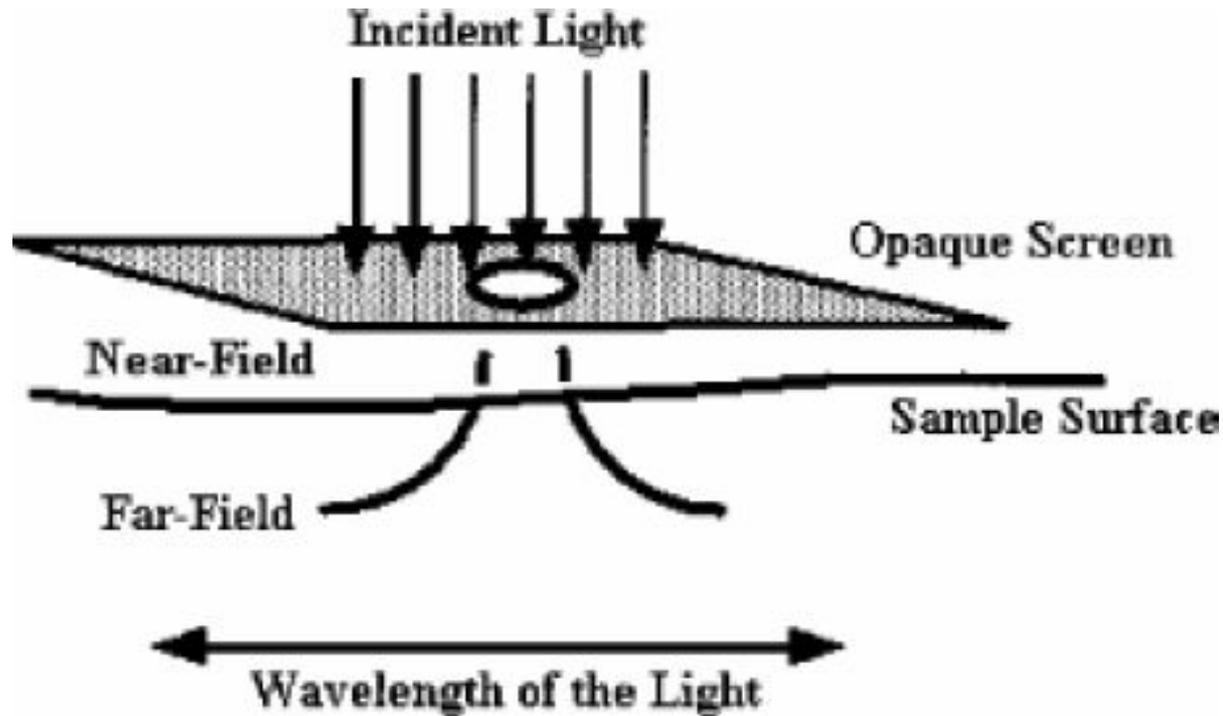


Рисунок из оригинальной статьи E.H. Syngé 1928 года

Рецензентом статьи был А. Эйнштейн

# Трудности на пути реализации метода Синджа (E.H. Synge )

- – высокая интенсивность источника освещения;
- – необходимость точной установки расстояния между освещаемым отверстием и объектом;
- – приготовление образца с ровной горизонтальной поверхностью;
- – конструкция непрозрачного экрана с диаметром отверстия порядка  $10^{-6}$  см.

# Эксперимент по регистрации эванесцентной волны

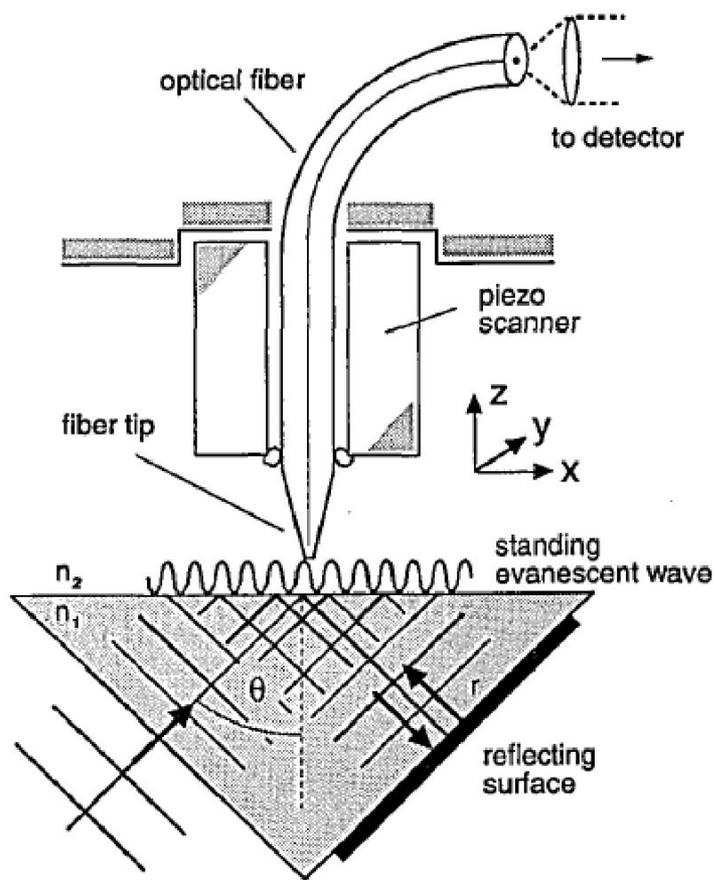


Схема регистрации фотонов стоячей эванесцентной волны, связанной с верхней поверхностью призмы, при помощи сканирующего туннельного фотонного микроскопа

$$|E_{02}|^2 = \frac{4n_1^2 \cos^2 \theta_1}{n_1^2 - n_2^2} |E_{0i}|^2$$

В эксперименте была зарегистрирована модуляция профиля интенсивности стоячей эванесцентной волны с периодом 239.2 нм вдоль поверхности призмы

Эффективность сбора фотонов эванесцентного поля диэлектрическим острием СТФМ составляла 63%, что соответствует эффективному диаметру острия 80 нм.

Экспериментальные параметры измеренной пространственной структуры эванесцентного поля, включая длину затухания вдоль оси  $z$  ( $d = 103.9$  нм), оказались в хорошем соответствии с расчетными данными.

Возбуждающий аргоновый лазер генерирует излучение на длине волны (в вакууме) 514.5 нм

# Эванесцентные волны в ближнеполевой микроскопии

- Выше был рассмотрен простейший случай, когда эванесцентное поле возникает в результате эффекта полного внутреннего отражения на плоской поверхности раздела двух сред.
- Для оптической ближнеполевой микроскопии характерна другая ситуация, когда эванесцентная волна формируется в результате прохождения через апертуру субволнового радиуса.
- Это явление используется для получения оптических изображений с разрешением, во много раз превышающим граничное значение, установленное критерием Аббе

$$(\Delta r_{//})_{\min} = 0.6098 \frac{\lambda}{\text{NA}}$$

и разрешающую способность конфокального микроскопа

$$(\Delta r_{//})_{\min} = 0.44 \frac{\lambda}{\text{NA}}$$

# Распространение волны через апертуру малого диаметра

Эффективность пропускания излучения *в дальней зоне* в предположении нулевой толщины экрана и его бесконечной проводимости (Г. Бете 1944 г.)

$$\eta_B = 4 \frac{(k d)^4}{27 \pi^2}$$

Коэффициент пропускания будет уменьшаться *экспоненциально* при учете конечной толщины экрана с ростом последней.

Это экспоненциальное уменьшение отражает тот факт, что свет не может распространяться в отверстии с диаметром

$$d < \lambda / 2$$

$$\lambda = \lambda_c = 2 d \quad \text{длина волны отсечки}$$

Пропускание света малой апертурой становится туннельным процессом

# Первая реализация оптической стетоскопии

Впервые возможность получения субволнового разрешения в оптической области была продемонстрирована в статье 1984 года Д. Полем (D.W. Pohl) и соавторами из лаборатории IBM в Цюрихе

Для иллюстрации принципа действия своей оптической системы цитируемые авторы использовали медицинский стетоскоп. Этот простой прибор позволяет локализовать положение сердца пациента с точностью порядка 10 см при использовании звука с длиной волны почти 100 м.

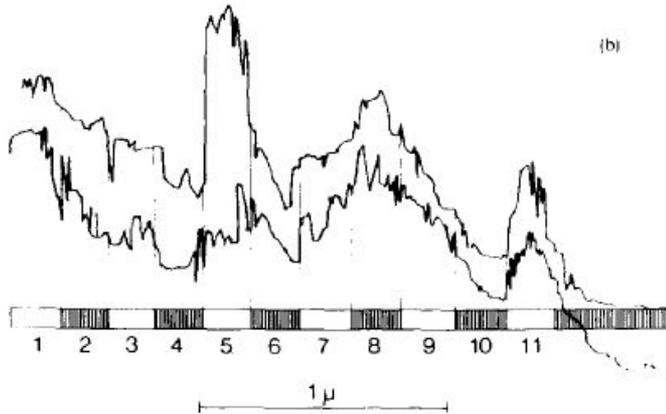
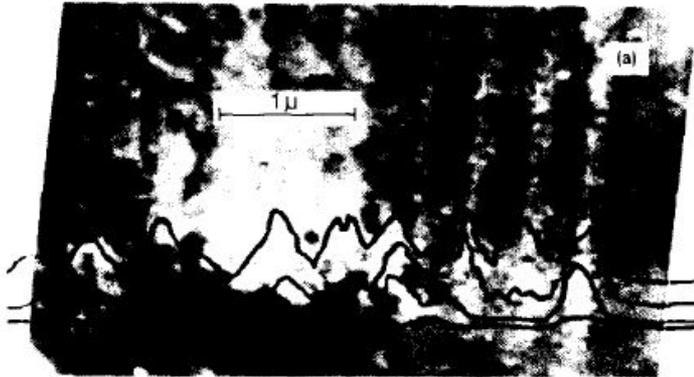
В таком случае имеет место разрешение порядка  $\lambda$  за счет использования малой апертуры (нижний конец стетоскопа) и малого расстояния от него до исследуемого объекта (сердца). Принцип стетоскопа может быть перенесен на другие типы и длины волн, что и было практически реализовано Д. Полем и соавторами.

Апертура малого радиуса (30 нм) была изготовлена на острие кварцевого кристаллического стрежня (100 мм длиной и 2 мм толщиной)

# Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$

D. W. Pohl, W. Denk,<sup>a)</sup> and M. Lanz

*IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland*



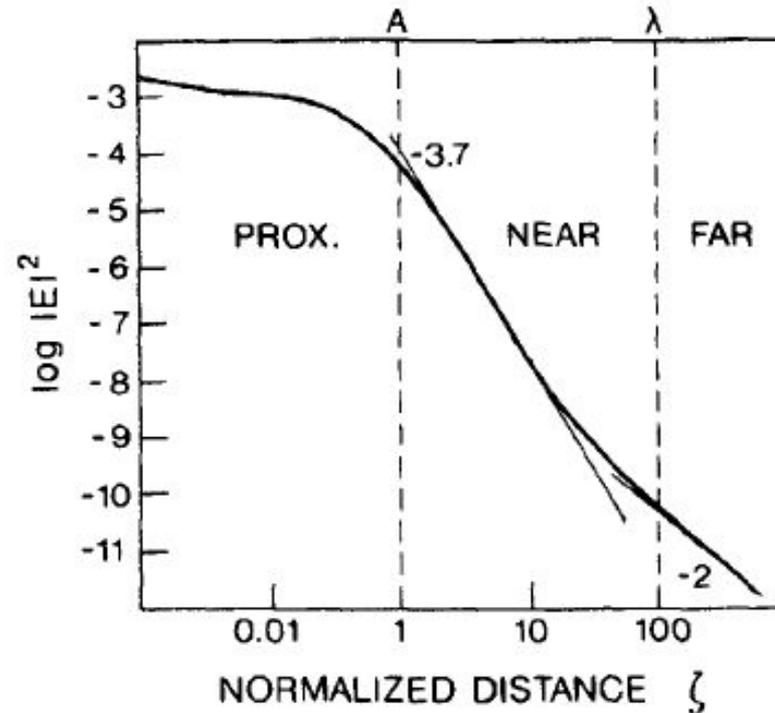
Тестирование оптического стетоскопа проводилось с помощью пропускания лазерного излучения на длине волны 488 нм через малую апертуру и тестовый объект, представлявший собой чередование светлых и темных полос, нанесенных на непрозрачную хромовую пленку.

Прошедший через тестовый объект световой сигнал регистрировался фотоумножителем и передавался на ху рекодер. Запись рекодера сравнивалась с электронной микрографией участка тестовой пластинки, на которой были изображены чередующиеся светлые и темные полосы толщиной 200 нм.

Минимальное разрешаемое расстояние составляло 5–10 нм

# Распространение эванесцентной волны

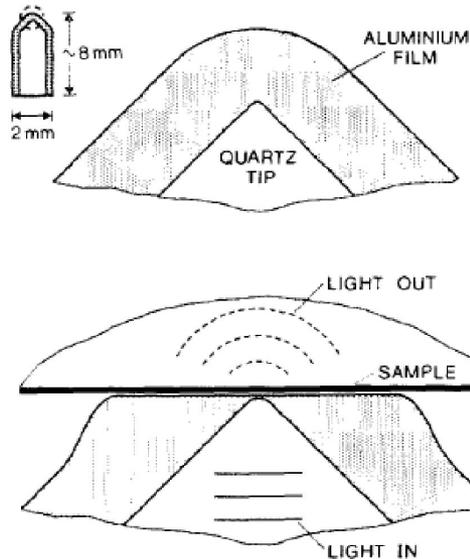
Длина волны излучения равна 100 радиусам отверстия



Распределение плотности энергии эванесцентной волны на оси симметрии круглой апертуры, рассчитанное с помощью интегралов Бете. Абсцисса равна расстоянию до плоскости экрана и приведена в единицах радиуса отверстия.



# Активный элемент (острие, зонд) ближнеполевого микроскопа



Точечное острие до (вверху)  
и в процессе (внизу) формирования  
апертуры малого радиуса

Ограничение: диаметр апертуры ближнеполевого микроскопа не должен быть меньше удвоенного скин-слоя, величина которого для хороших металлов на оптических частотах составляет примерно 6 – 10 нм.

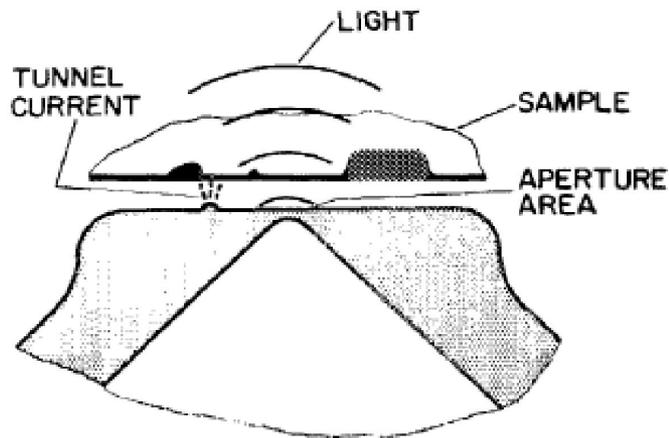
Существует два метода приготовления заостренных оптических волокон с острой верхушкой и приемлемым углом раствора конуса:

(1) «нагревание и вытягивание», (2) химическое травление.

При использовании первого метода получается гладкая поверхность острия, но трудно получить достаточно большой угол раствора конуса острия, в результате чего коэффициент пропускания апертуры снижается. Химическое травление позволяет производить острия в массовом количестве, причем угол раствора конуса острия можно контролировать в процессе изготовления. Таким способом удастся получать зонды с большим коэффициентом пропускания излучения. К недостаткам этого метода относится микроскопическая шероховатость поверхности острия, что приводит к отверстиям в металлическом покрытии, которые являются источниками паразитных сигналов.

# Контроль дистанции острие–образец

Контроль дистанции между острием и образцом в нанометровом масштабе имеет решающее значение для работы NFOS микроскопа, поскольку область взаимодействия зонд–образец должна быть ограничена эванесцентной зоной т.е. расстоянием не более 5 нм от поверхности образца.



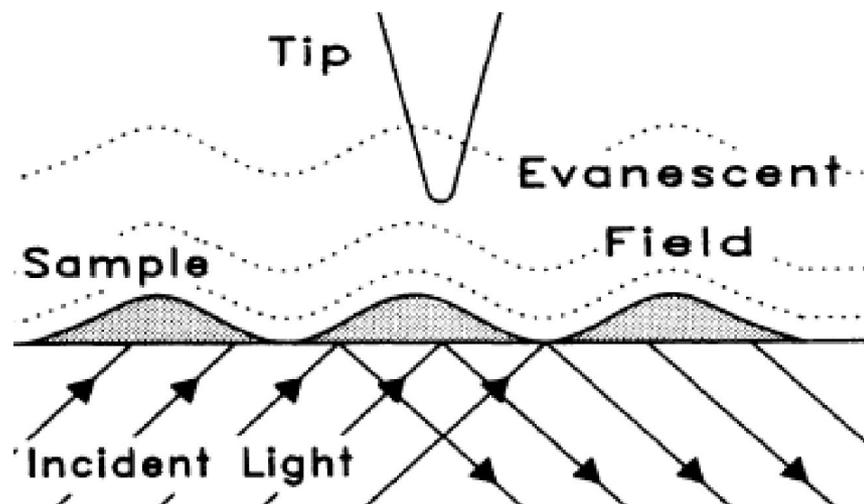
Туннельная схема контроля расстояния между острием NFOS микроскопа и исследуемым образцом

Туннельный ток возникает, когда расстояние между микроострием и образцом становится меньшим 2 нм при приложении напряжения 0.05–1 В.

Ток стабилизируется на заданном значении (около 1 нА) с помощью кольца обратной связи, включающего  $z$  пьезопозиционер, который регулирует расстояние между острием и образцом.

В результате исследуемый образец удерживается в эванесцентной зоне апертуры, и таким образом достигается высокая разрешающая способность и контраст изображения NFOS микроскопа.

# Сканирующий оптический туннельный микроскоп (СОТМ)



- В данном случае роль туннельного электронного тока играет эванесцентное электромагнитное поле, экспоненциально затухающее при удалении от поверхности призмы.
- Эванесцентное поле возбуждается в условиях полного внутреннего отражения распространяющейся электромагнитной волны от верхней горизонтальной поверхности призмы.
- Исследуемый образец располагается на поверхности призмы в области действия эванесцентного поля. Топография образца пространственно модулирует эванесцентную волну, и изменение ее интенсивности регистрируется острием зонда, сканирующим поверхность образца.
- В зонде происходит конверсия эванесцентного поля в распространяющуюся моду оптоволокна, которая посылается в детектор.
- **Разрешающая способность СОТМ порядка 100 нм**