

# Распространение ВОЛН



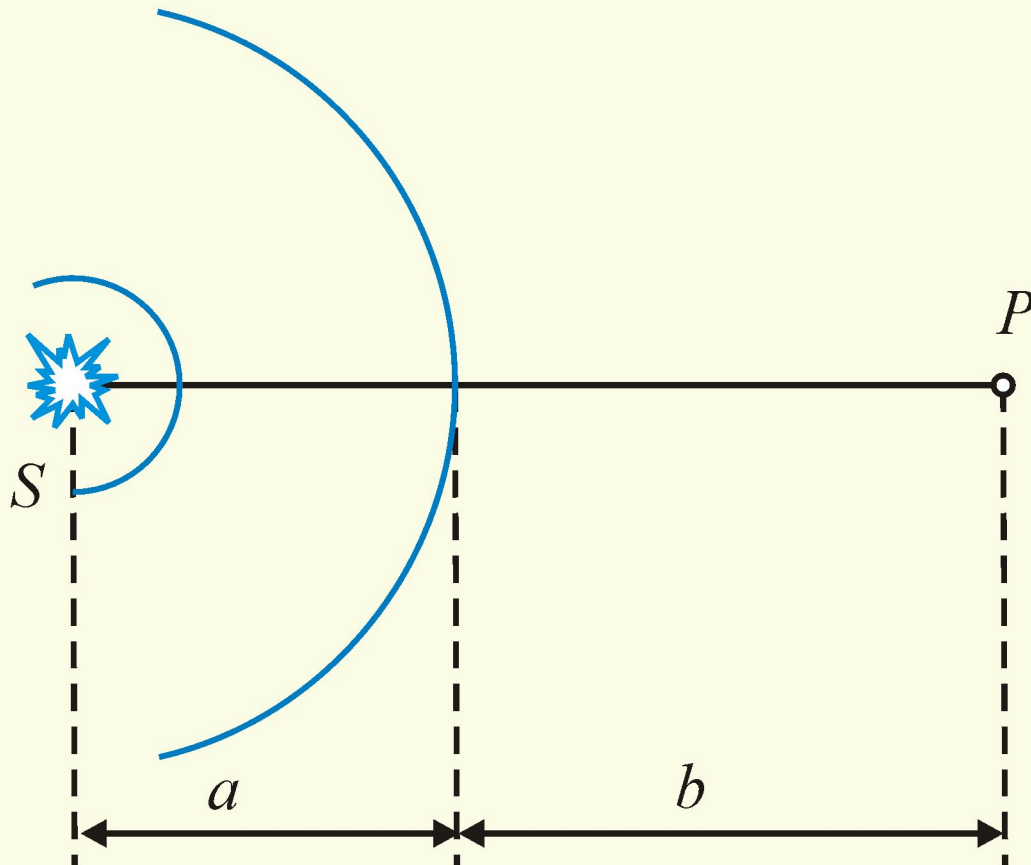
Часть 2

# Дифракция Френеля

$S$  – точечный  
источник света

$P$  – точка  
наблюдения

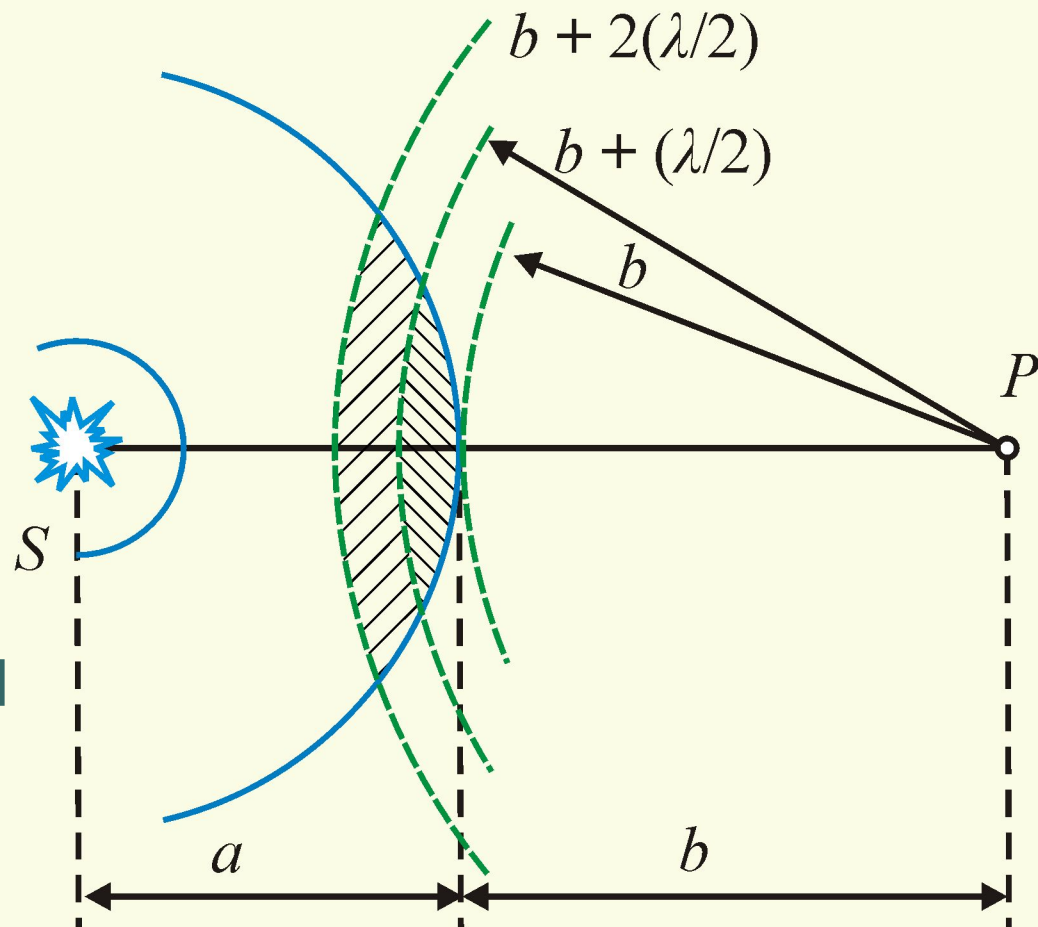
Определим, что  
будет наблю-  
даться в т.  $P$ .



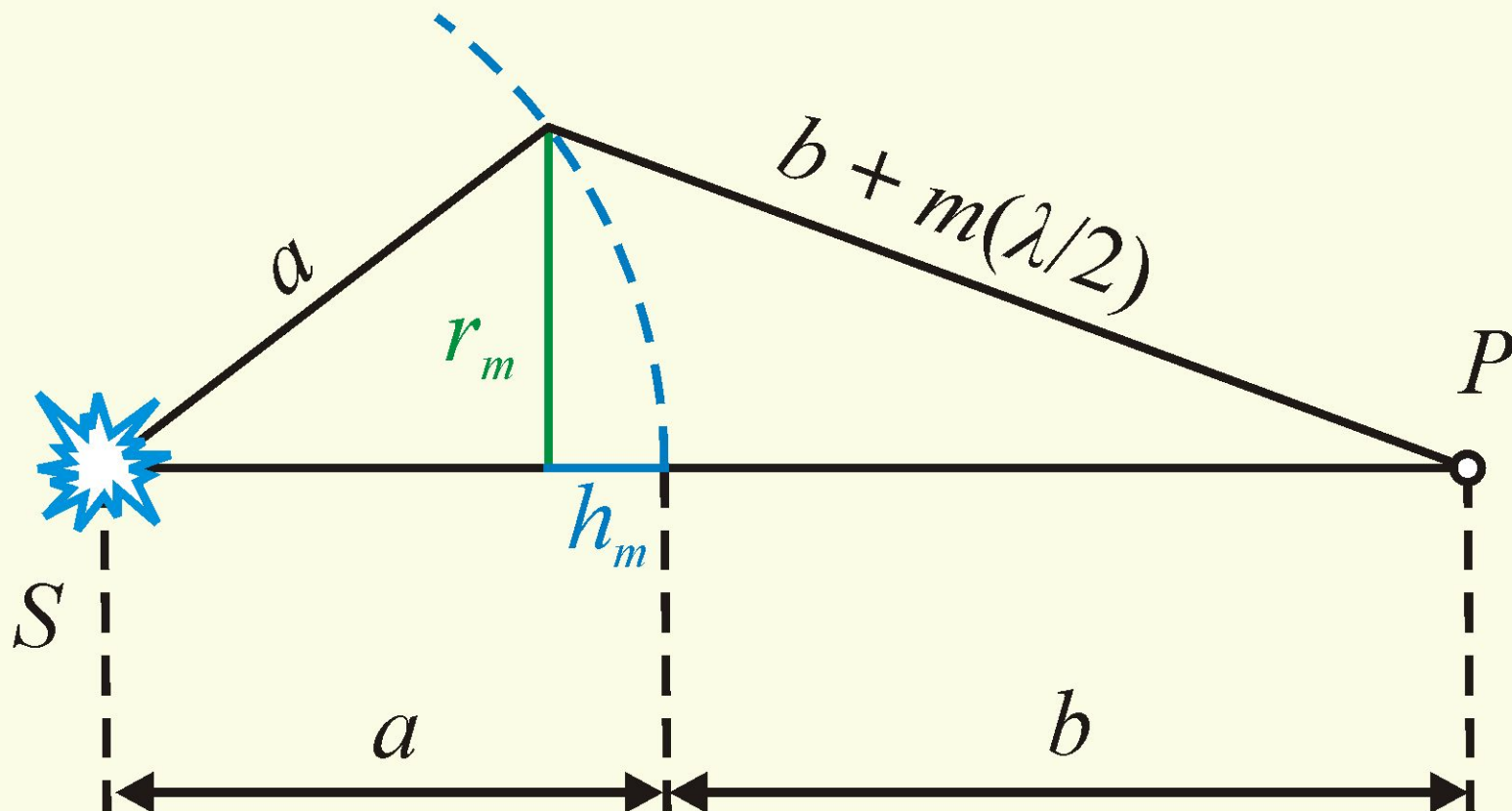
Разобьем ВП на кольцевые зоны так, чтобы расстояние от точки  $P$  до их краев отличались на  $\lambda/2$  – зоны Френеля:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}$$

Колебания соседних зон находятся в противофазе и, поэтому, в т.  $P$  они будут частично гасить друг друга.



# Вычислим радиусы зон Френеля



$$\begin{cases} r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 \\ r_m^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2 \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} r_m^2 = 2ah_m \\ r_m^2 = 2bm \frac{\lambda}{2} - 2bh_m \end{cases}$$

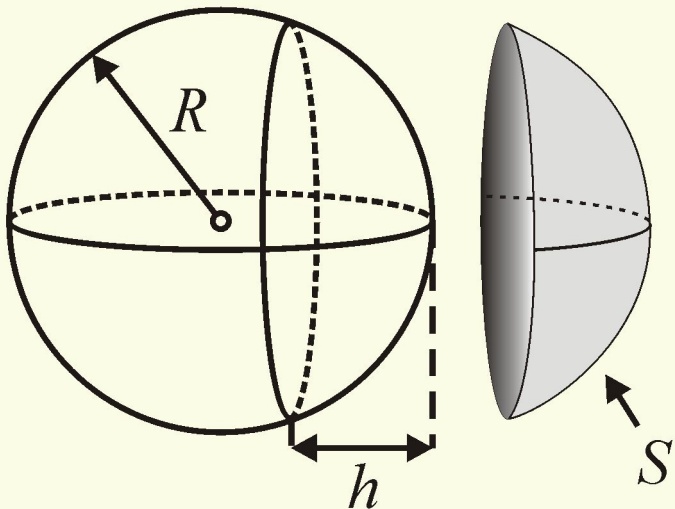
$$\left\{ \begin{array}{l} h_m = \frac{bt\lambda}{2(a+b)} \\ r_m = \sqrt{\frac{t\lambda}{\frac{1}{a} + \frac{1}{b}}} \end{array} \right.$$

– высота сферического сегмента, занимаемого зоной с номером  $m$

– радиус  $m$ -ой зоны Френеля

Площадь сферического сегмента:

$$S = 2\pi Rh = 2\pi ah_m$$



Площадь  $m$ -ой зоны:

$$\Delta S = S_m - S_{m-1} = 2\pi a(h_m - h_{m-1})$$

$$\Delta S = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}$$

т.е. площади зон Френеля практически одинаковы и энергия, переносимая каждой зоной в отдельности, почти одинакова

Вычислим амплитуду в т.*P*, которая получается при сложении всех зон и учтем, что зоны находятся в противофазе:

$$A_p = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

$$= \frac{A_1}{2} + \left[ \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right] + \left[ \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right] + \dots$$

$$= \frac{A_1}{2} \quad - \text{действие всего фронта}$$



Например, радиус первой зоны при  $a = \infty$  (плоский в.ф.),  $b = 1$  м получаем  $r_1 = 0.8$  мм.

Следовательно, свет от ист.  $S$  к точке  $P$  распространяется (как бы) в узком канале, ограниченном первой зоной – т.е. практически прямолинейно.

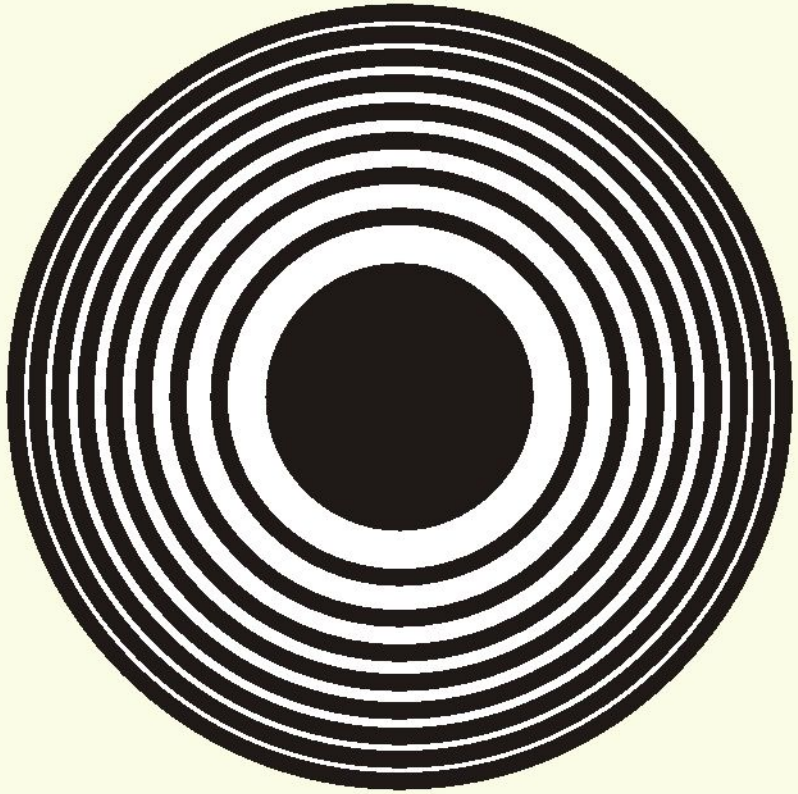
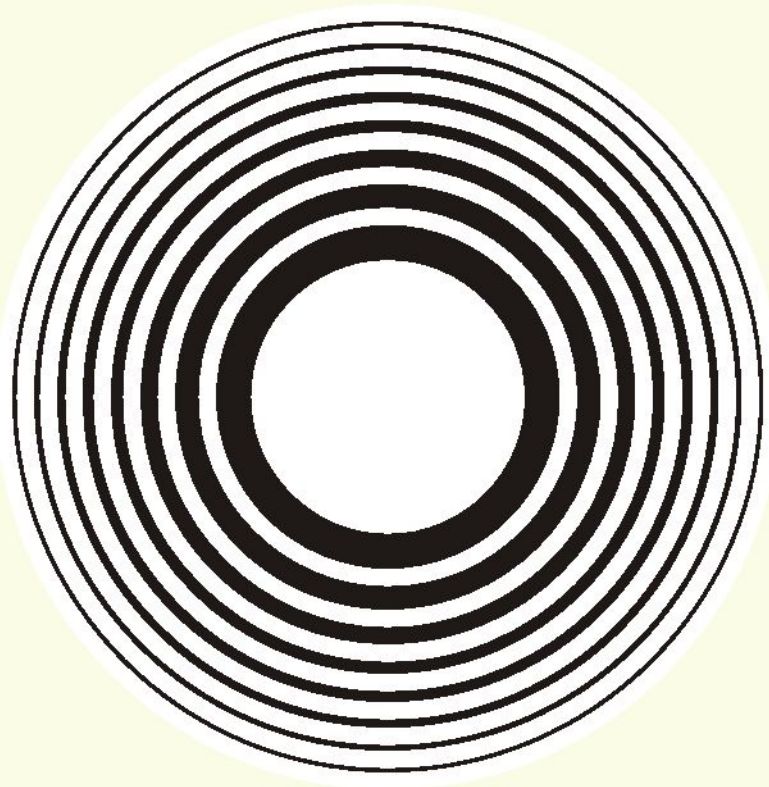
При открытии только первой зоны:

$$A_p = A_1 = 2A, \quad I_p = 4I_0$$

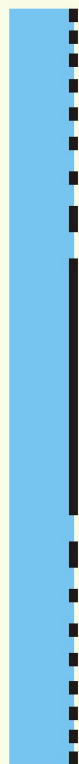
Если отверстие в экране открывает и вторую зону, то интенсивность в т.  $P$  падает практически до нуля.



# Зонная пластинка



# Фазовая зонная пластинка



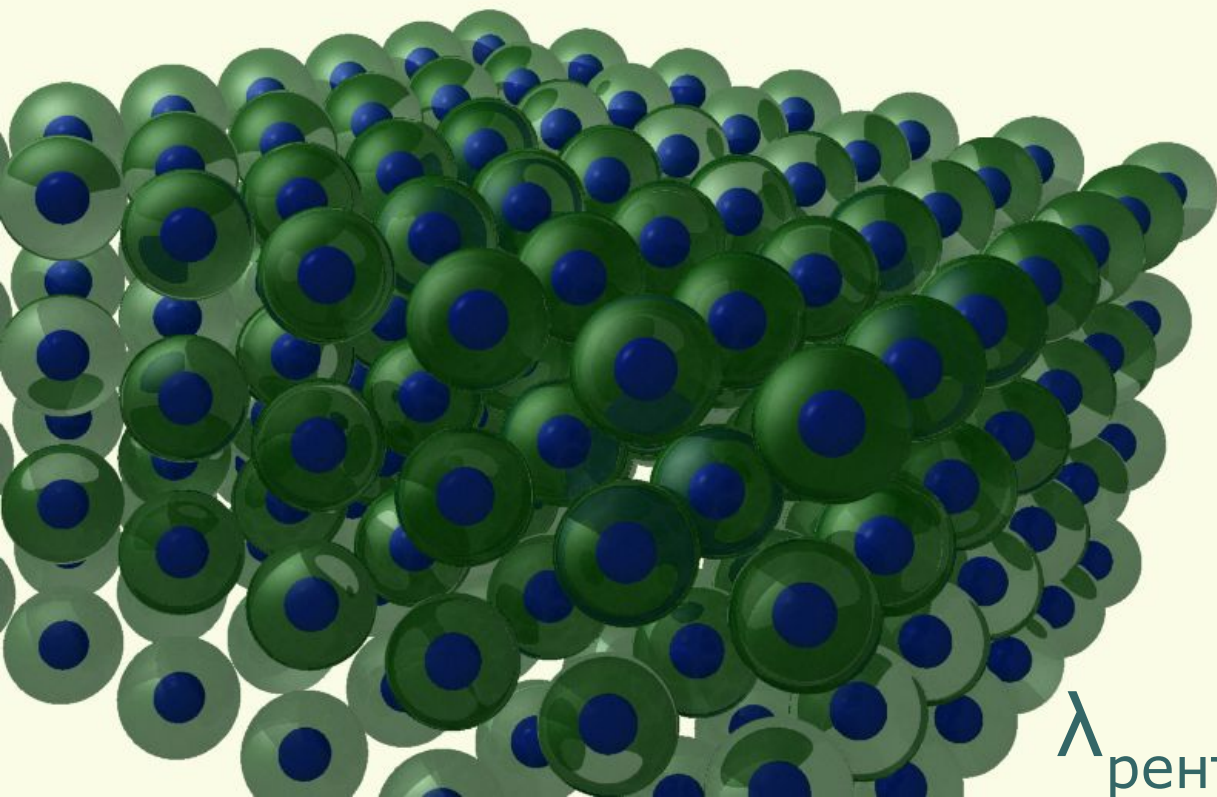
обычная ЗП  
(амплитудная)



модиф. ЗП  
(фазовая)

# Дифракция рентгеновских лучей

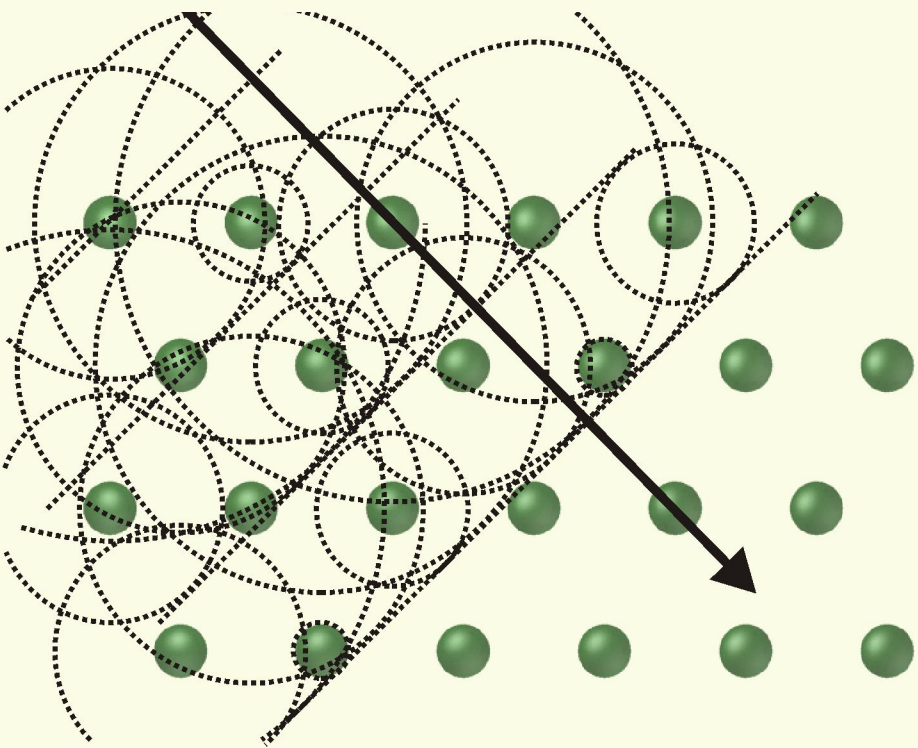
Естественные 3х мерные периодические структуры – кристаллы ( $d = 1-4 \text{ \AA} = 0.1-0.4 \text{ нм}$ )



$\lambda_{\text{вид}} \sim 500 \text{ нм}$

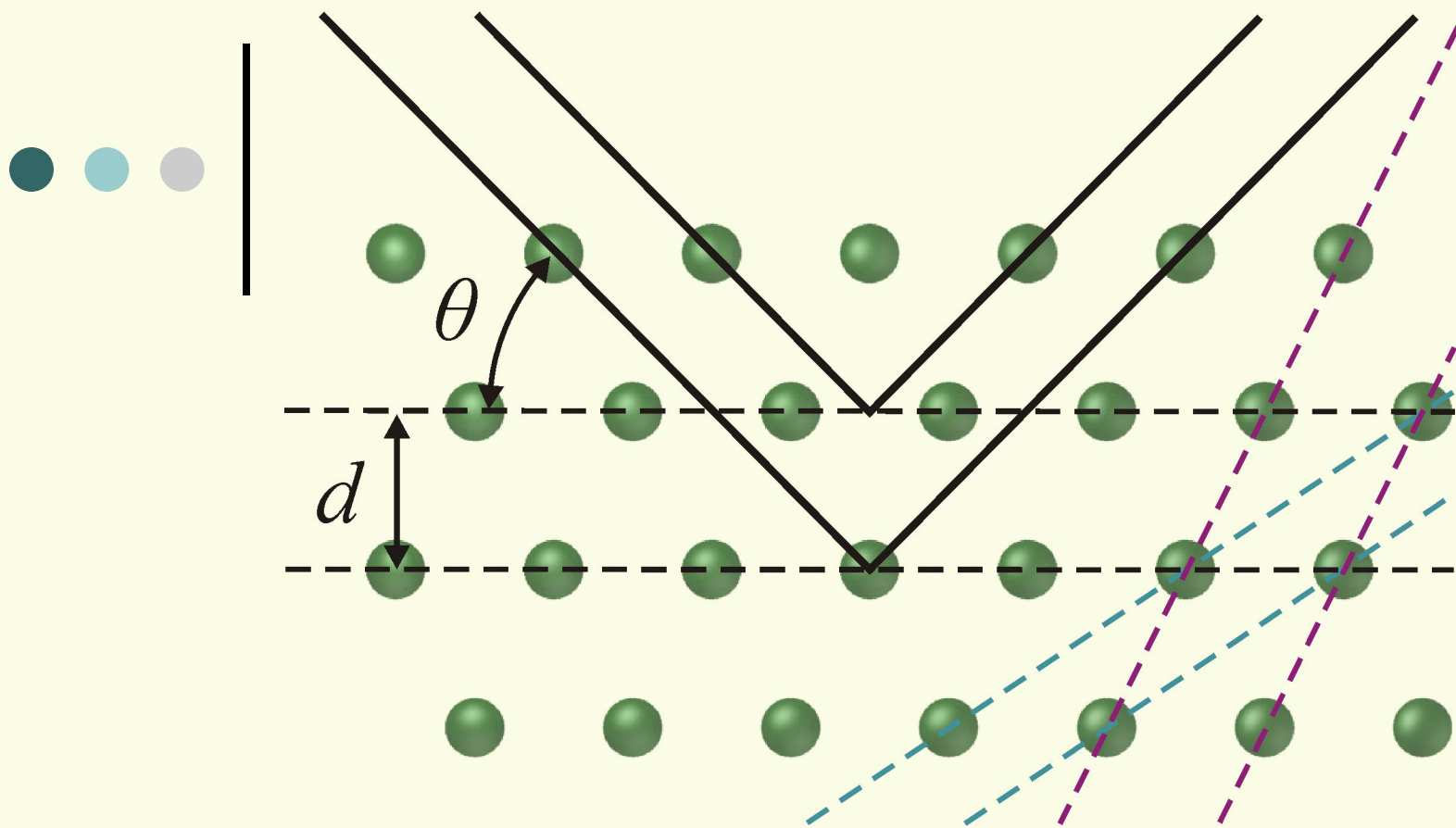
$\lambda_{\text{рент}} \sim 0.01-100 \text{ нм}$

Под действием ЭМВ электроны вещества приобретают ускорение и излучают вторичные волны на этой частоте.



Пусть рентгеновское излучение падает на пространственную решетку.

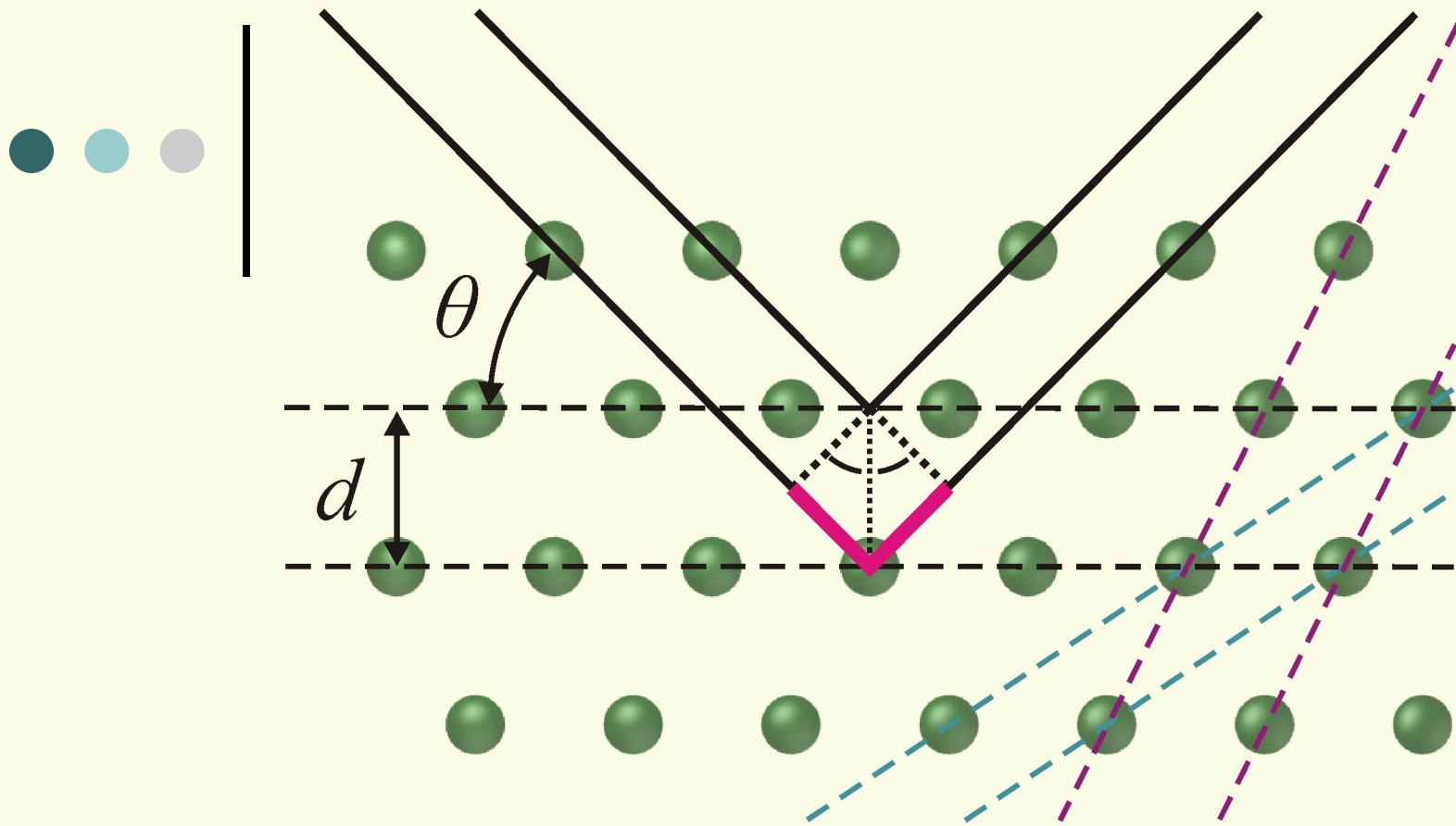
Ю.В.Вульф и англ.физики Брэгги (1913) предложили способ расчета дифракционной картины



Разобьем кристалл на ряд параллельных плоскостей (одним из многих способов)

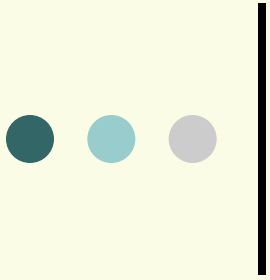
$d$  – расстояние м/у атомными плоскостями

$\theta$  – угол скольжения,  $\lambda$  – длина волны



Разность хода между лучами,  
отраженными от двух соседних  
плоскостей:

$$\Delta = 2d \sin \theta$$



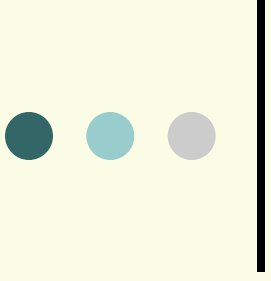
Условие наилучшего отражения:

$$2d \sin \theta = m\lambda$$

$$m = 1, 2, 3 \dots$$

– формула  
Вульфа–Брэгга

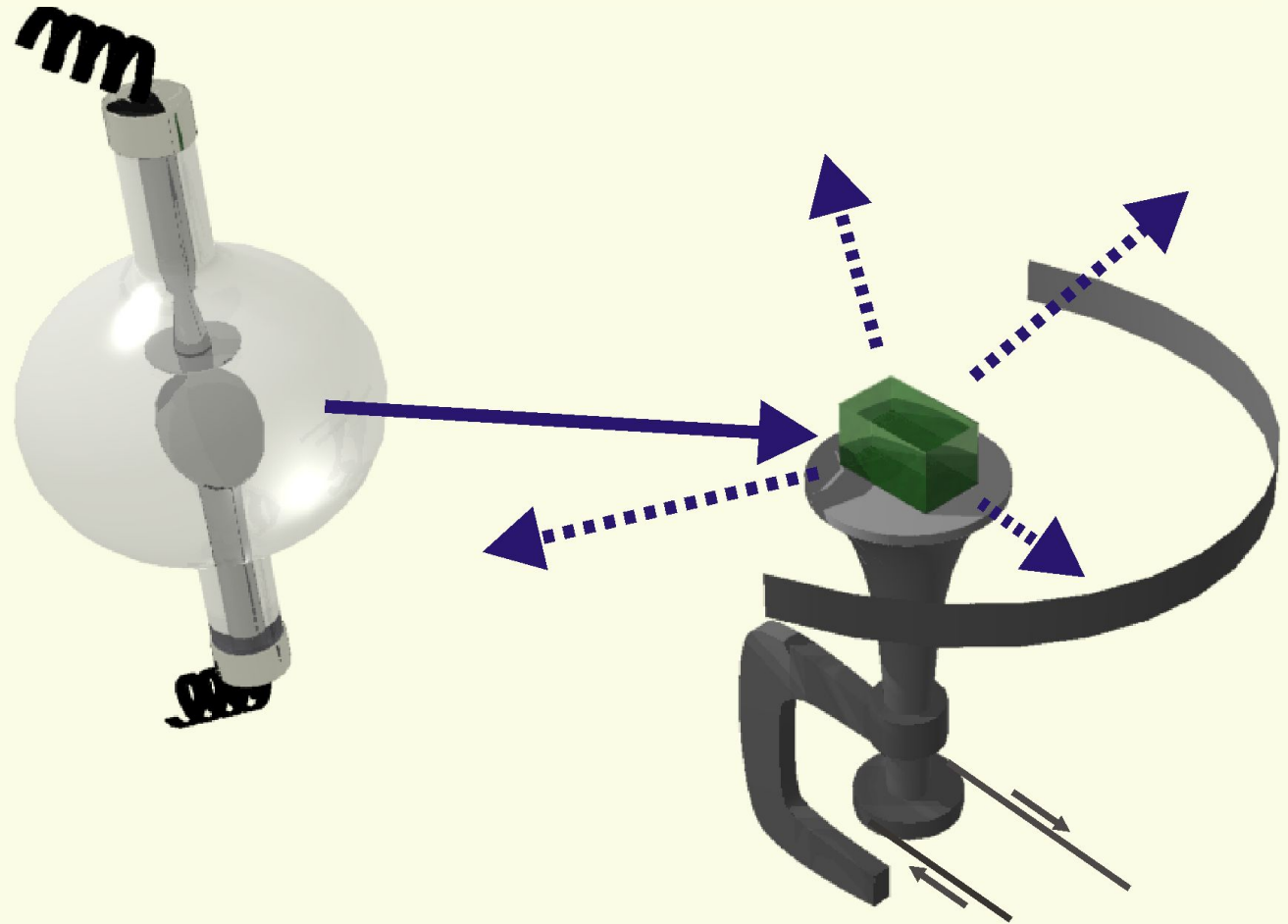


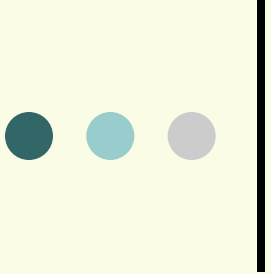


# Применение явления дифракции света на кристаллах

- 1) В рентгеновской спектроскопии для исследования характеристик излучения
- 2) В рентгеноструктурном анализе для изучения внутренней структуры кристаллов

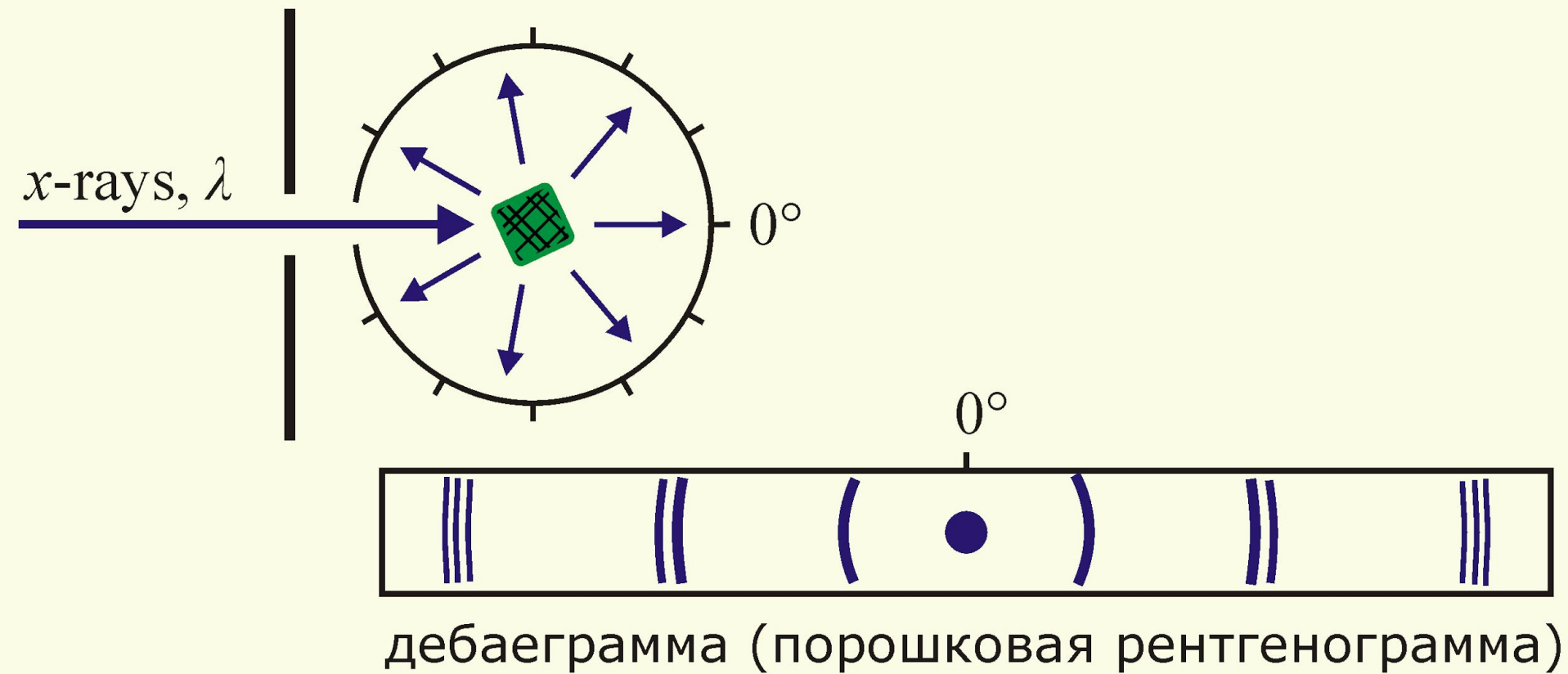
Если на одиночный кристалл направить пучок монохроматического рентгеновского излучения, то отражение появится только при строго определенных ориентировках кристалла





## Метод порошков

Если взять поликристаллический образец (много кристалликов, спрессованных или спеченных), то для любого направления находится большое количество правильно ориентированных атомных плоскостей.



По порядку следования линий, углам и интенсивности устанавливают тип и параметры атомной решетки кристалла