

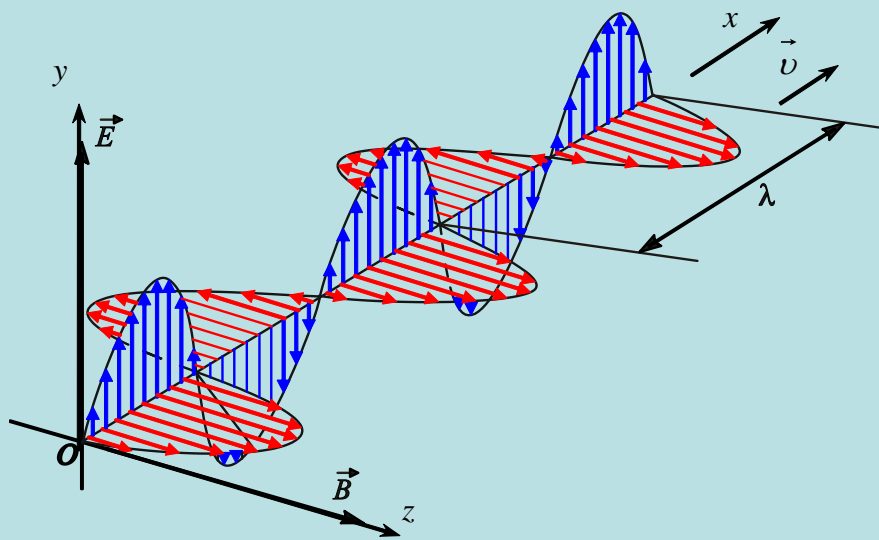
# Лекція 10

## Хвильова оптика

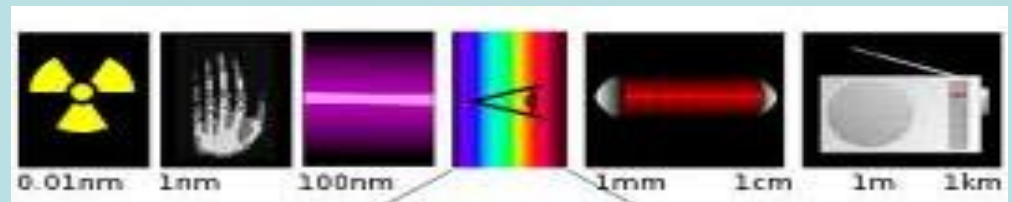
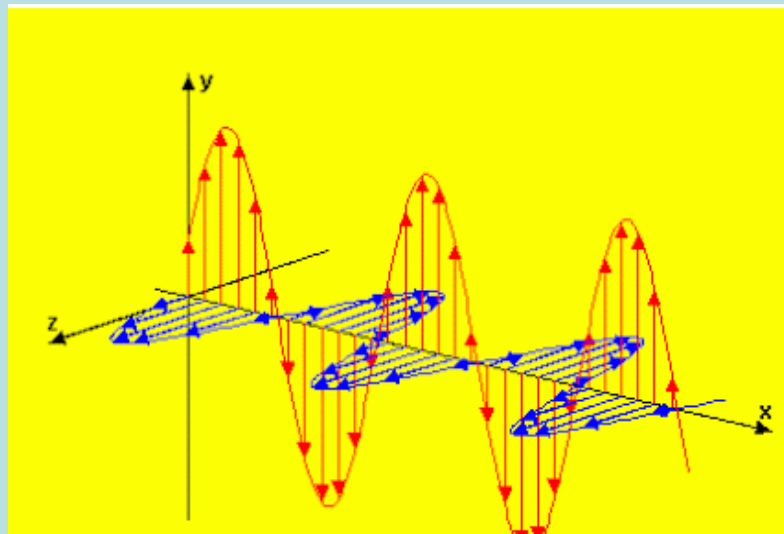
1. Інтерференція світлових хвиль
2. Принцип Гюйгенса - Френеля. Дифракція Френеля. Дифракція Фраунгофера.
3. Дифракція на кристалічній решітці. Голографія.
4. Поляризація світла.

*Оптика* – розділ фізики, який вивчає природу світла, світлові явища, процеси випромінювання, поширення і взаємодії світла з речовиною.

*Світло* – це фізичний процес (явище), що виявляє єдність двох взаємовиключних властивостей – неперервних (хвильових) і дискретних (корпускулярних), які доповнюють одна одну.



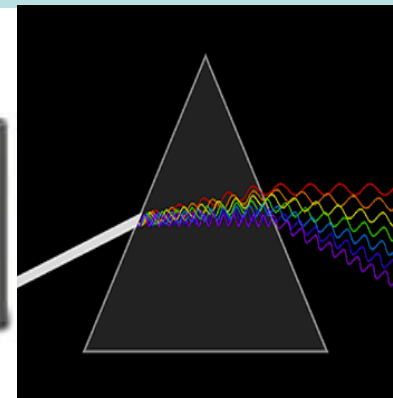
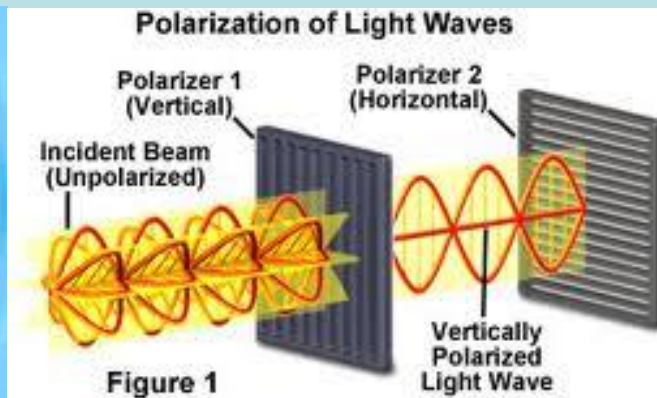
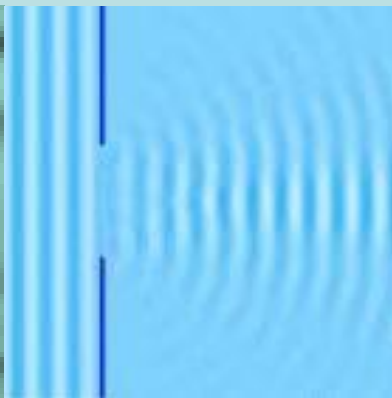
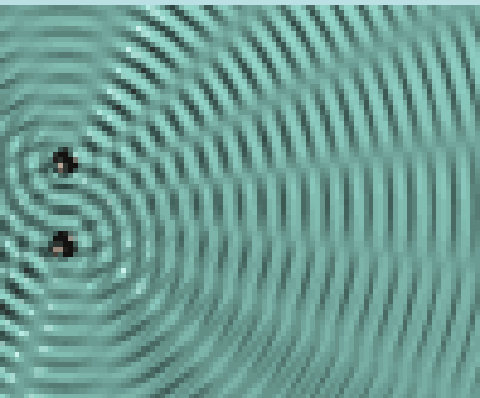
Хвильові властивості світла проявляються у закономірностях його поширення як електромагнітної хвилі довжиною від  $1 \cdot 10^{-9}$  м (ультрафіолетове випромінювання) до  $5 \cdot 10^{-4}$  м (інфрачервоне випромінювання), а корпускулярні властивості світла проявляються у процесах взаємодії світла з речовиною як потоку частинок (корпускул) – фотонів, які мають енергію, масу та імпульс.



В залежності від кола явищ, що вивчають, оптику поділяють на:

- геометричну (променеву),
- хвильову (фізичну),
- квантову (корпускулярну).

**Хвильова оптика** – розділ оптики, який розглядає світло як сукупність електромагнітних хвиль, вивчає та пояснює такі явища як інтерференція, дифракція, поляризація, дисперсія.



# 1. Інтерференція світлових хвиль

Нехай у деякій точці простору накладаються дві хвилі одного напрямку і однакової частоти

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1); \quad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2),$$

то, рівняння результуючого коливання у даній точці простору визначають виразом:

$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega t + \varphi);$$

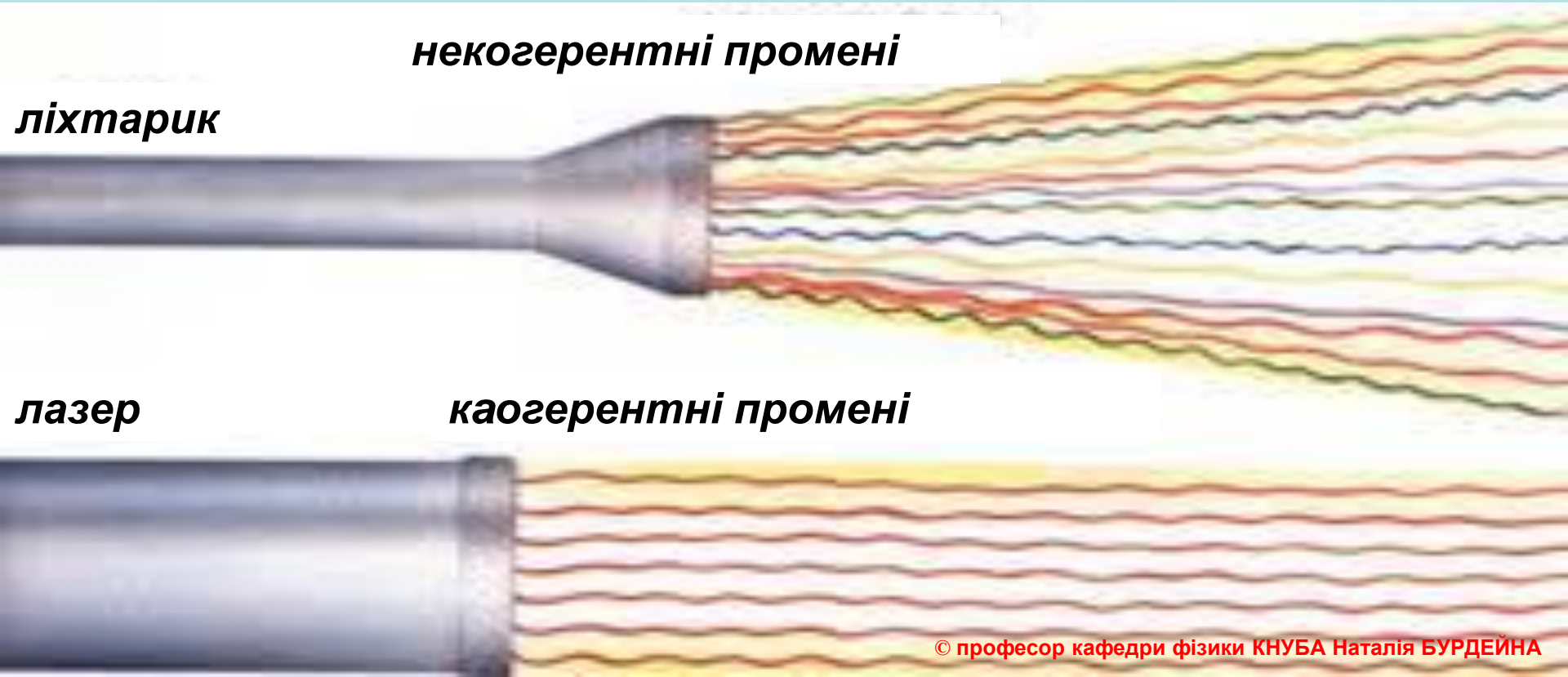
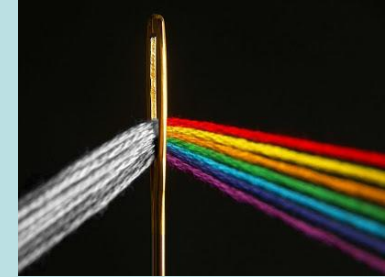
де амплітуда результуючого коливання :

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

де  $\varphi_1 - \varphi_2 = \delta$  – різниця фаз коливань, що збурюються ХВИЛЯМИ.

*Хвилі* називають *когерентними*, якщо вони мають однакову частоту і в точках накладання — сталу різницю фаз  $\delta$ .

*Хвилі* однієї строго визначеної частоти називають *монохроматичними*.



# ВІДЕОРОЛИК:

“Освітленість екрану двома  
циліндричними джерелами світла”

Якщо  $\delta \neq \text{const}$ , тобто *хвилі*, що накладаються, некогерентні, то середнє за часом значення

$$\langle \cos \delta \rangle = 0,$$

оскільки

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta,$$

тоді

$$\langle A^2 \rangle = \langle A_1^2 \rangle + \langle A_2^2 \rangle.$$

Або ж, якщо врахувати, що інтенсивність хвиль пропорційна амплітуді світлових хвиль

$$I \sim A^2,$$

то

$$I = I_1 + I_2.$$

Якщо ж хвилі, що накладаються когерентні  $\delta = \text{const}$ , то сумарна інтенсивність накладених хвиль:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta ,$$

тоді в тих точках простору, для яких  $\cos \delta > 0$ , результуюча інтенсивність хвиль, що накладається буде більшою за сумарну інтенсивність від двох джерел

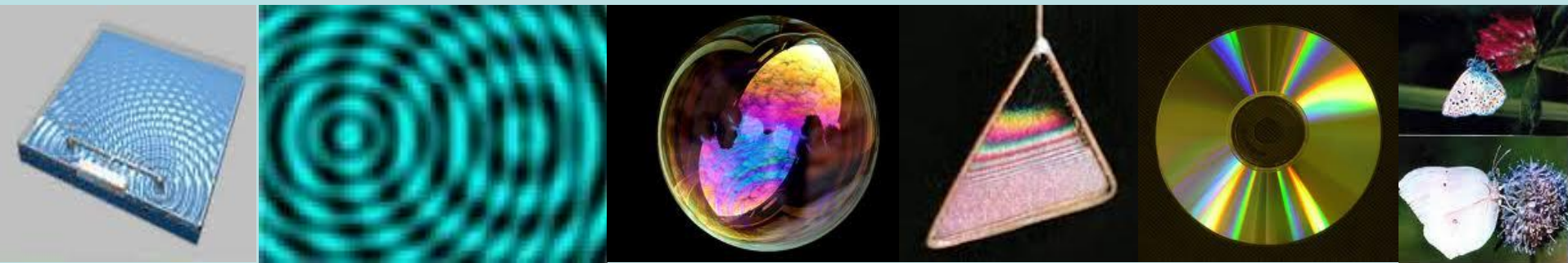
$$I > I_1 + I_2;$$

а в тих точках простору, для яких  $\cos \delta < 0$ ,

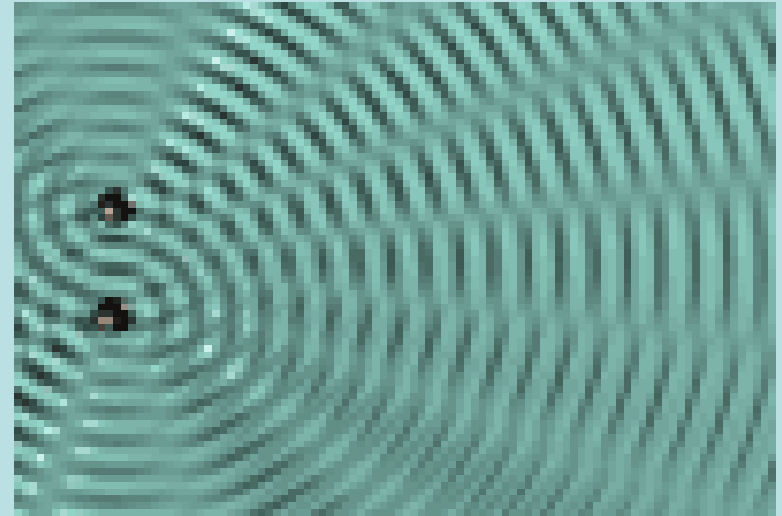
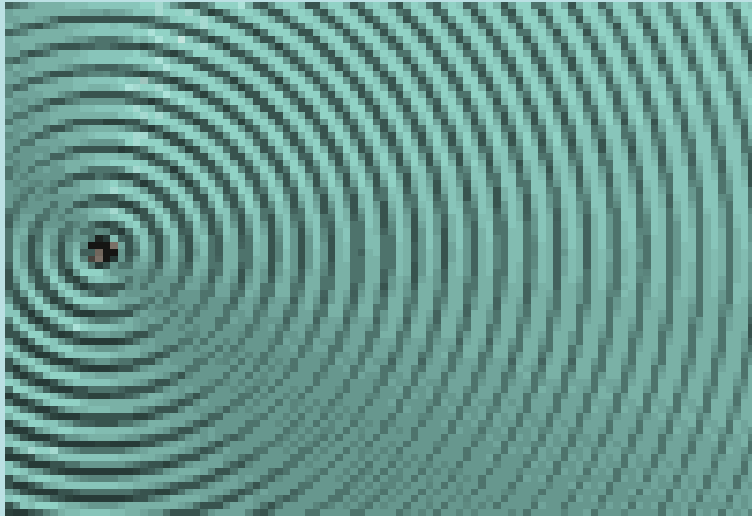
$$I < I_1 + I_2.$$

Таким чином, явище накладання когерентних світлових хвиль, під час якого відбувається перерозподіл світлового потоку у просторі, в результаті чого в одних місцях виникають максимуми інтенсивності, а в інших — мінімуми, називають *інтерференцією світлових хвиль*.

Якщо  $I_1=I_2$ , то в точках простору. Де спостерігається максимум інтерференційної картини  $I_{\max}=4I_1$ , а в мінімумах -  $I_{\min}=0$ .  
Для некогерентних хвиль в усіх точках простору  $I=2I_1$ .



# Інтерференція хвиль на поверхні рідини від двох точкових джерел



## Інтерференція світлових хвиль



## *Механізм випромінювання світла тілом*

полягає у тому, що кожен атом тіла, який знаходиться у збудженому стані (має надлишкову енергію), протягом певного короткого проміжку часу ( $\tau \approx 10^{-8} \text{с}$ ) випромінює світлові хвилі, після чого повертається у нормальний стан.

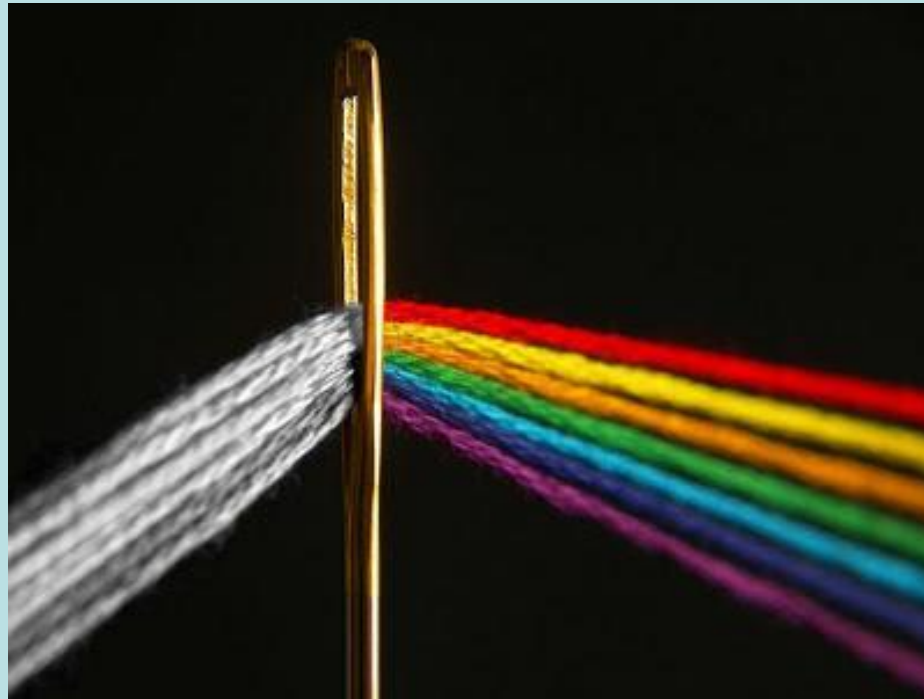
Збуджуючись, через деякий довільний час цей же атом знову випромінює світлову хвилю, але відповідно вже з новою початковою фазою.

Через те, що різниця фаз між випромінюваннями різних атомів весь час буде різнитись, то хвилі, які спонтанно випромінюються атомами будь-якого джерела світла, некогерентні.

Окремий короткий світловий імпульс, який являє собою сукупність всіх хвиль, що випромінюють атоми тіла протягом часу когерентності  $\tau_{\text{ког}} < \tau$ , тобто мають приблизно постійну амплітуду і фазу коливань, називають ***хвильовим цугом***.

За час  $\tau_{\text{ког}}$  хвиля у вакуумі поширюється на відстань  $l_{\text{ког}} = c \cdot \tau_{\text{ког}}$ , яку називають **довжиною когерентності** – відстань, при проходженні якої дві або більше хвиль втрачають когерентність.

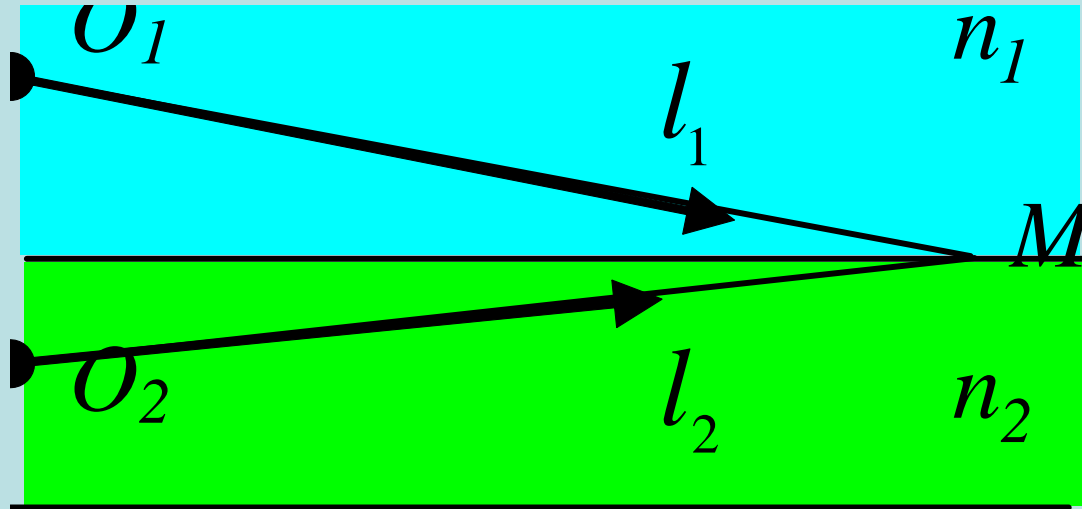
Чим ближче хвиля до монохроматичної, тим менше ширина спектра її частот  $\Delta\omega$ , тобто тим більше її час когерентності  $\tau_{\text{ког}}$ , а відповідно, і довжина когерентності  $l_{\text{ког}}$ .



**Часова когерентність** — когерентність коливань, що здійснюються в одній і тій же точці простору та визначається ступенем монохроматичності хвиль.

**Просторова когерентність** — процес, при якому розміри і взаємне розташування двох джерел світла дає можливість спостерігати інтерференційну картину (при необхідному ступені монохроматичності світла).

Відстань, яку проходить промінь від джерела до екрану називають *геометричною довжиною ходу променя  $l$* .



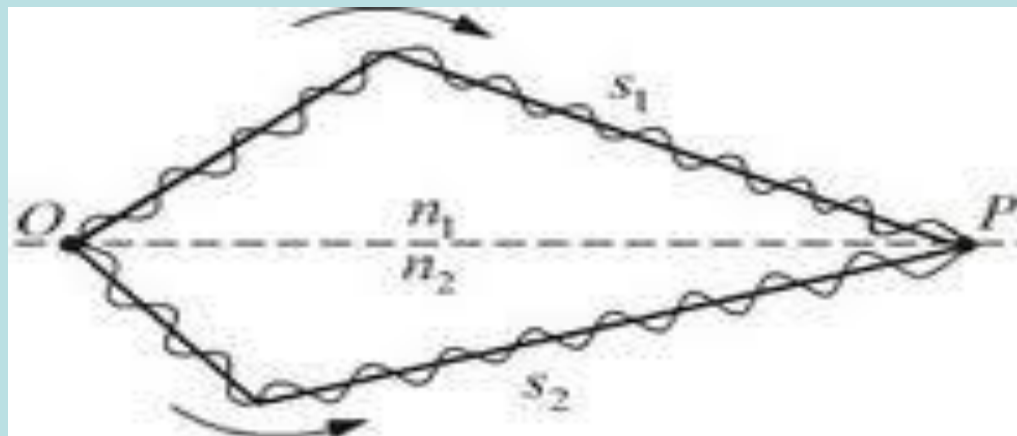
В оптичному середовищі з відносним показником заломлення  $n$  швидкість світла зменшується в  $n$ .

Добуток геометричної довжини  $l$  шляху світлової хвилі на показник  $n$  заломлення цього середовища називають **оптичною довжиною шляху**

$$L = nl$$

а різницю оптичних довжин шляхів, що пройшли називають **оптичною різницею ходу променів**:

$$\Delta = L_2 - L_1 = n_1 l_1 - n_2 l_2$$



**Максимум освітленості** інтерференційної картини спостерігається, якщо різниця ходу променів дорівнює парній кількості довжин півхвиль:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} \quad \text{де } m=0,1,2,3\dots$$

**мінімум освітленості** спостерігається, якщо різниця ходу променів дорівнює непарній кількості довжин півхвиль:

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{де } m=0,1,2,3\dots$$

Таким чином знаходження вигляду розташування максимумів і мінімумів освітленості інтерференційної картини у просторі зводиться до визначення оптичної різниці ходу променів.

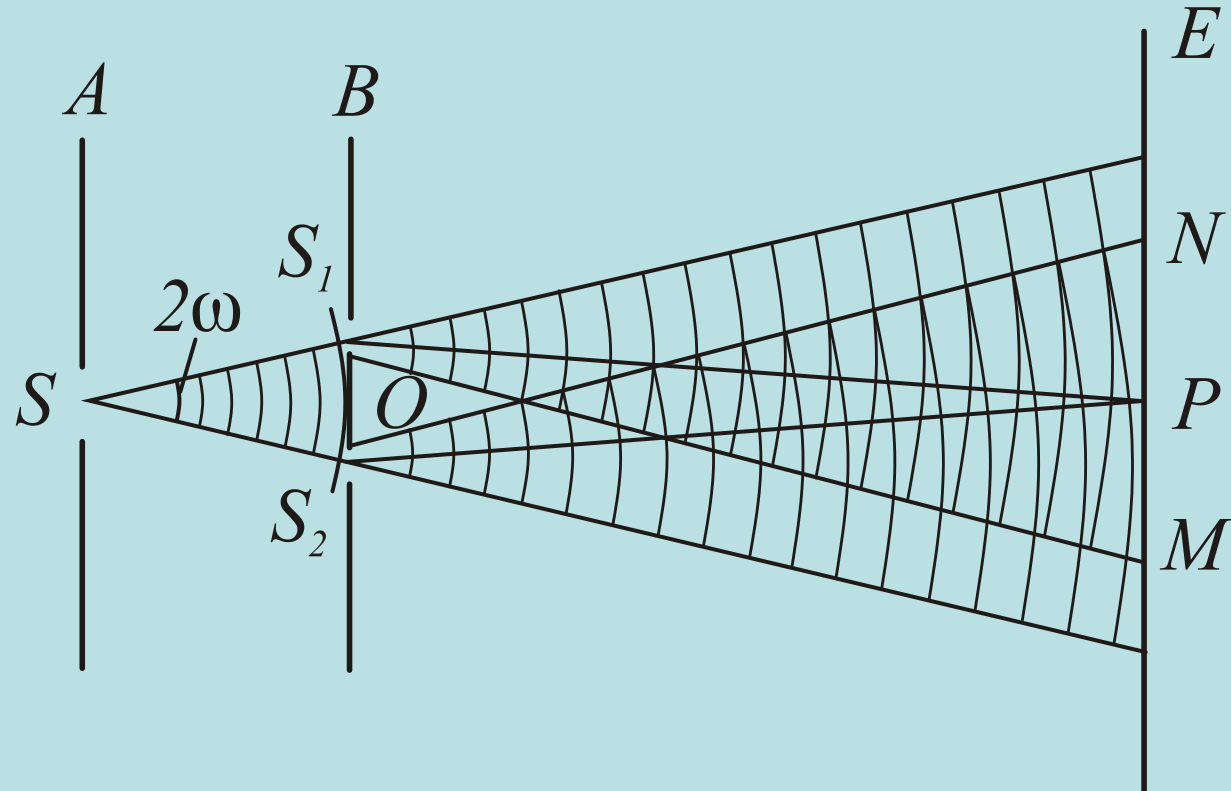
# Методи отримання когерентних пучків світла.

**1. Поділом хвильового фронту**, тобто світловий пучок, що випромінюється джерелом, поділяється на два за допомогою:

- методом Юнга,
- бідзеркал Френеля,
- біпризм Френеля.

**2. Поділом амплітуди**, який полягає у поділі світлового пучка напівпрозорими поверхнями, які частково відбивають і частково пропускають світло.

**Метод Юнга:** світло від точкового джерела  $S$ , проходячи через дві вузькі рівновіддалені щілини, утворюють два когерентні джерела  $S_1$  і  $S_2$ ;

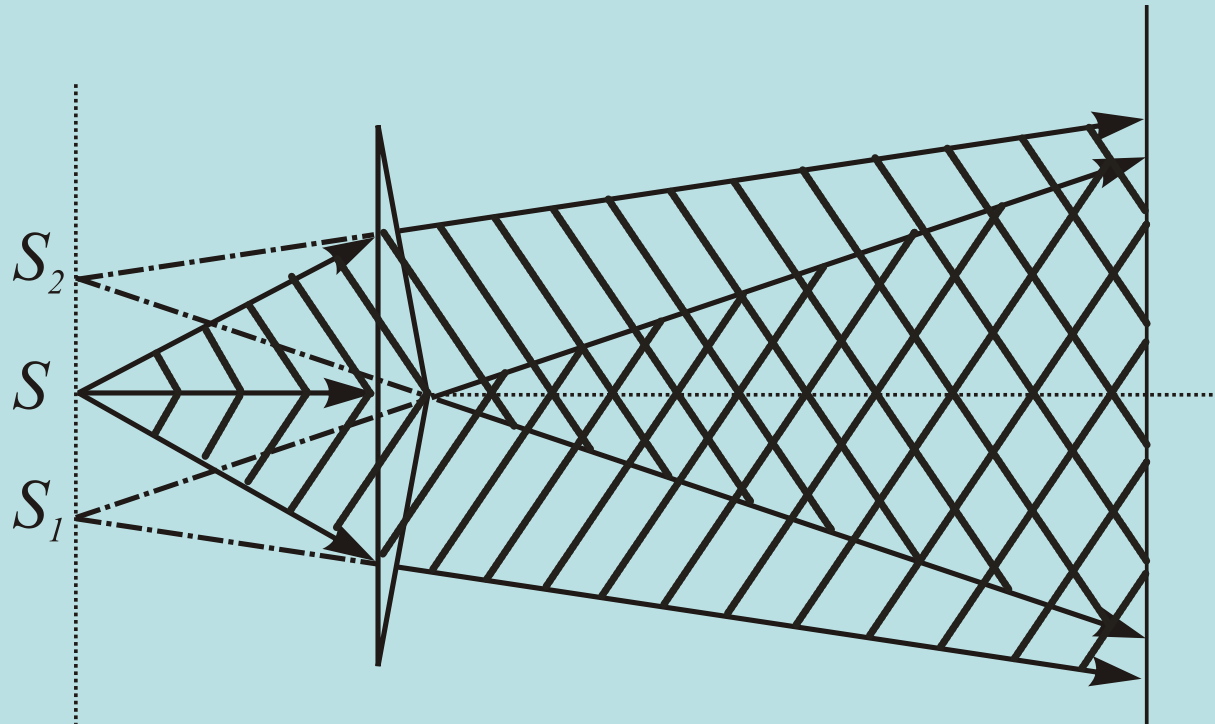


**Томас Юнг**

**Біпризма Френеля** – дві однакові, складені основами призми з малими заломлюючими кутами; світло від точкового джерела  $S$  заломлюється в обох призмах, у результаті чого промені, що виходять з біпризми, поширюються так, начебто вони виходять з двох джерел  $S_1$  і  $S_2$ , які будуть когерентними.



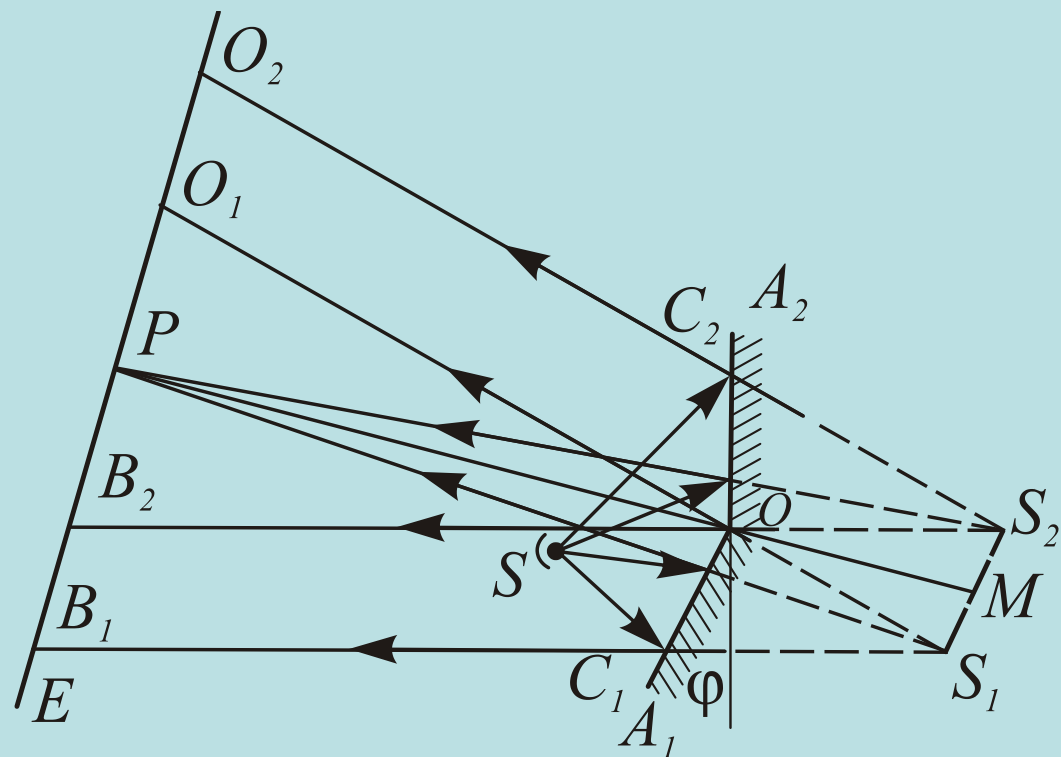
**Огюстен Жан  
Френель**



Дзеркала Френеля – два плоских дзеркала, розташованих під кутом лише трохи меншим  $180^\circ$ ; світло від точкового джерела  $S$ , попадаючи на них відбивається і поширюється так, начебто світло йде від двох уявних джерел  $S_1$  і  $S_2$ , які будуть взаємно когерентними;

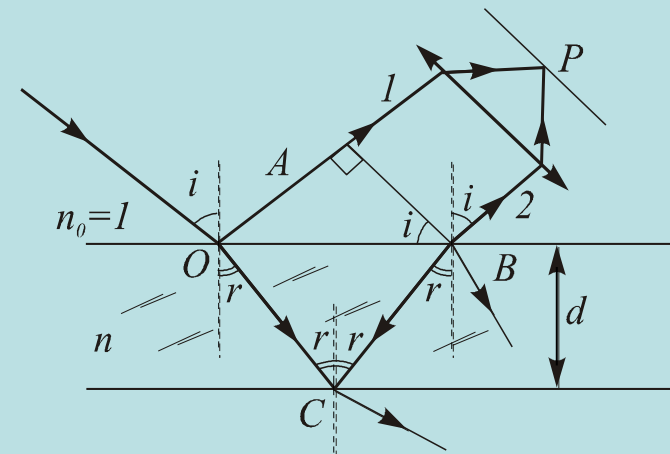


Огюстен Жан  
Френель

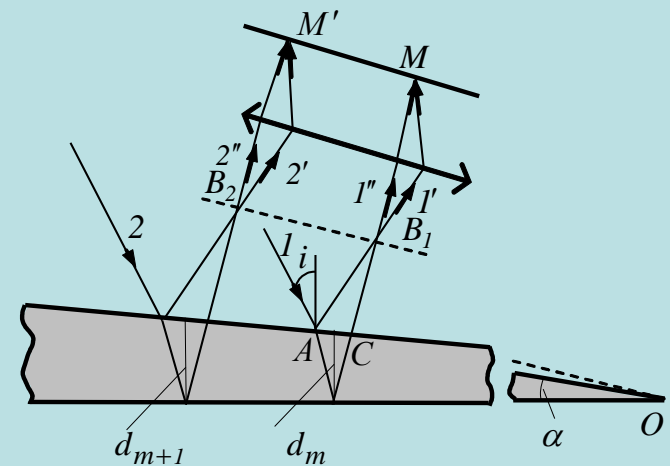


**2. Поділом амплітуди, який полягає у поділі світлового пучка напівпрозорими поверхнями, які частково відбивають і частково пропускають світло.**

- Інтерференційні смуги, які виникають внаслідок накладання хвиль, що падають на плоскопаралельну пластинку під однаковими кутами, називаються **смугами однакового нахилу**.



- Якщо товщина пластинки змінюється (наприклад, пластинка клиноподібна), то спостерігається чергування максимумів і мінімумів освітленості. Інтерференційні смуги, що виникають внаслідок відбивання від ділянок клина з однаковою товщиною, називають **смугами однакової товщини**.



Падаючий на пластинку промінь частково відбивається, частково заломлюється, відбивається від нижньої грані і вдруге заломившись виходе з пластинки. Промені 1 і 2 паралельні один до одного, отже перетинаються лише в нескінченності, тому кажуть, що *смуги однакового нахилу локалізовані в нескінченності*.

Для їх спостереження використовують збірну лінзу й екран, розміщений у фокальній площині лінзи. Оскільки промені 1 і 2 – когерентні, вони утворюють інтерференційну картину, яка визначається оптичною різницею ходу між інтерферуючими променями:

$$\Delta = n(OC + CB) - \left(OA \pm \frac{\lambda}{2}\right)$$

З рисунка видно, що  $OC = CB = \frac{d}{\cos r}$ ,

$OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$ , отже:

$$\Delta = 2dn \cos r \pm \frac{\lambda}{2} = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} \pm \frac{\lambda}{2}$$

враховуючи, що  $\sin i = n \sin r$ , отримаємо

вираз оптичної різниці ходу променів для плоскопаралельної пластинки:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2}$$

де  $\pm \frac{\lambda}{2}$  доданок, обумовлений втратою півхвилі при відбиванні від межі розподілу двох середовищ (якщо  $n > n_0$ , то втрата півхвилі відбудеться у точці  $O$  і цей доданок береться зі знаком «-», якщо ж  $n < n_0$  то втрата півхвилі відбудеться у точці  $C$  і  $\frac{\lambda}{2}$  доданок береться зі знаком «+»).

Для випадку, зображеного на рисунку ( $n > n_0$ ),

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2}$$

Так, наприклад, інтерференційна картина на плоскопаралельній пластинці у відбитому світлі буде спостерігатися за умов:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2} \quad \text{де } m = 0, 1, 2, 3, \dots \text{ – умова максимуму;}$$

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{де } m = 0, 1, 2, 3, \dots \text{ – умова мінімуму.}$$

У прохідному світлі на плоскопаралельній пластинці не буде відбуватися втрати півхвилі, тому:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2} \quad \text{де } m = 0, 1, 2, 3, \dots \text{ – умова максимуму;}$$

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{де } m = 0, 1, 2, 3, \dots \text{ – умова мінімуму.}$$

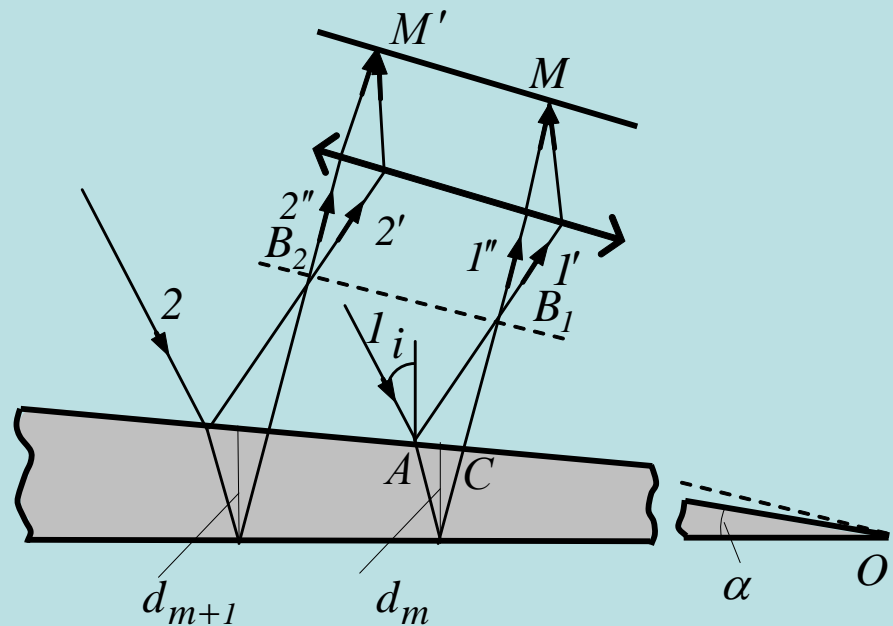






Якщо товщина пластинки змінюється (наприклад, пластинка клиноподібна), то спостерігається чергування максимумів і мінімумів освітленості.

Інтерференційні смуги, що виникають внаслідок відбивання від ділянок клина з однаковою товщиною, називають **смугами однакової товщини**.





Оскільки верхня та нижня грані клина не паралельні між собою, то промені  $i$  та  $i'$  перетинаються поблизу поверхні клина, тобто, *смуги однакової товщини локалізовані поблизу поверхні клина.*

*Для даної товщини  $h_1$  клиноподібної пластинки:*

$$\Delta = 2h_1 n \pm \frac{\lambda}{2}$$

*Ширина інтерференційної смуги:*

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2n \cos \theta}$$

**Явище інтерференції світла використовують**  
для створення різних оптичних приладів, які  
дозволяють вимірювати :

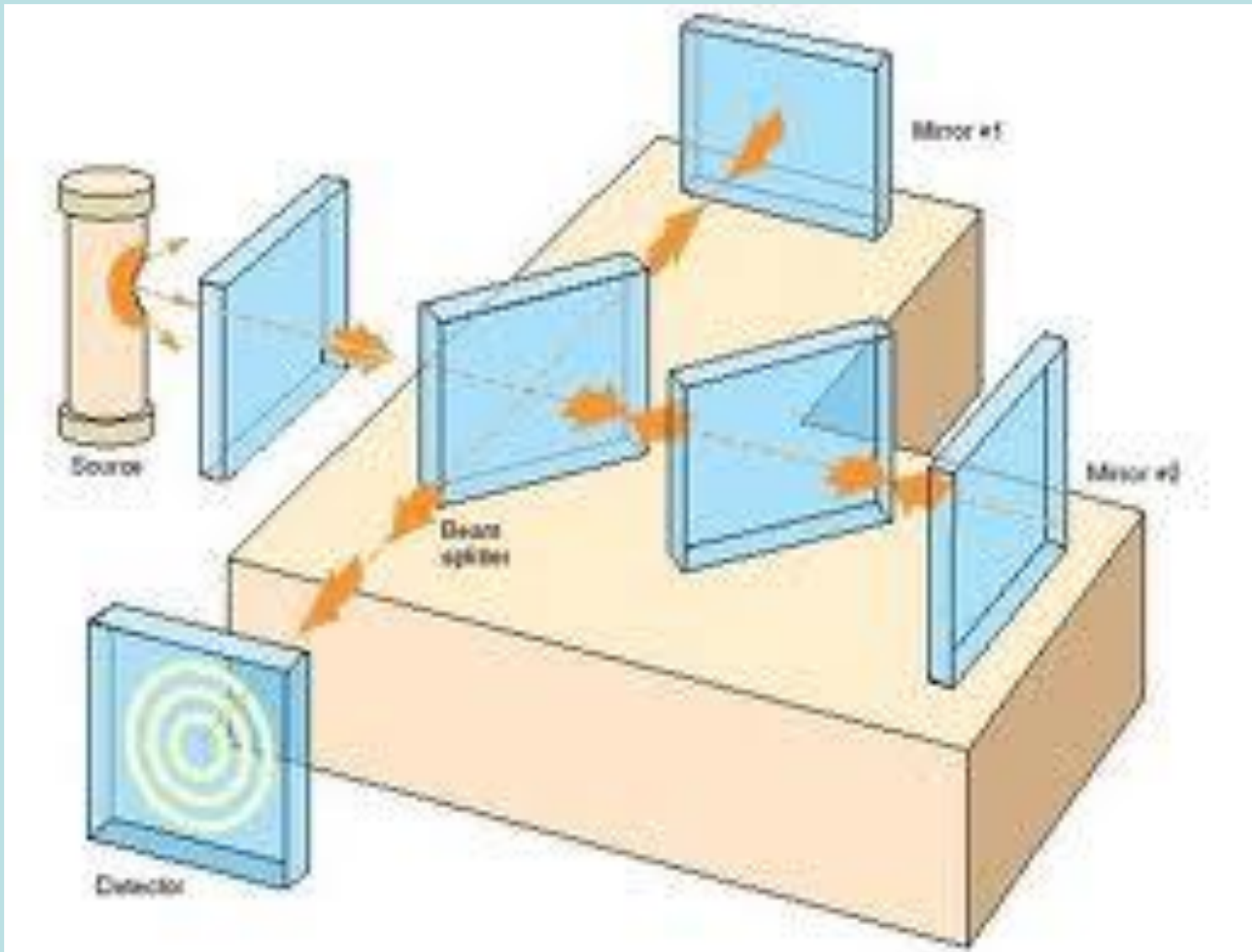
- довжини світлової хвилі з великою точністю;
- вимірювати лінійні розміри тіл і коефіцієнти лінійного розширення тіл;
- визначати якість і точність шліфування різних поверхонь;
- вимірювати показники заломлення газоподібних, рідких і твердих тіл;
- вимірювати кутові розміри небесних тіл;
- вивчати і контролювати однорідність речовин;
- вивчати структури спектрів різних речовин та досліджувати ударні хвилі у газах.

Вимірювальні прилади, дія яких ґрунтується на явищі інтерференції, називають **інтерферометрами**.

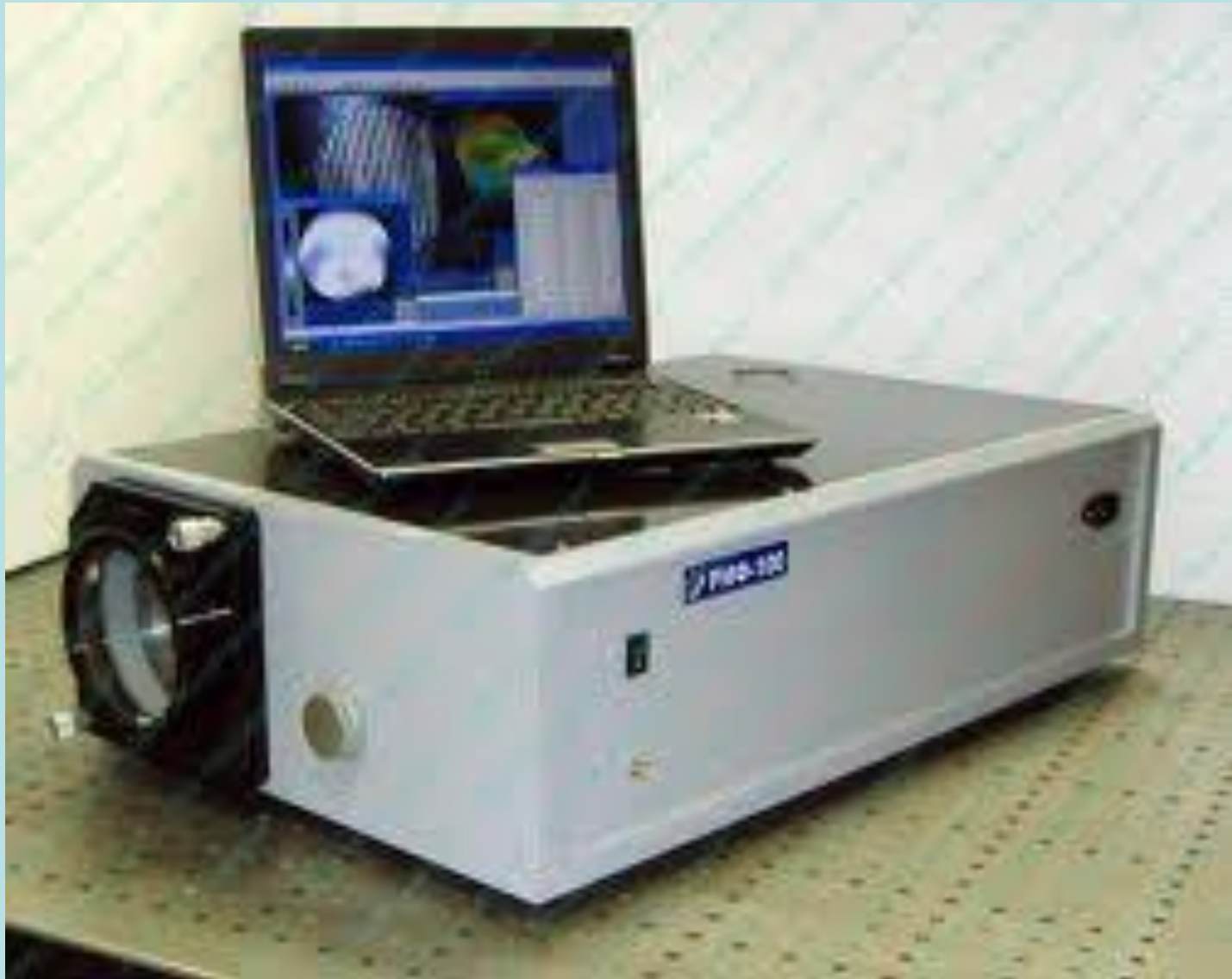
Принцип дії інтерферометрів базується на просторовому розділенні світлових пучків, між якими створюється різниця ходу. Найбільш поширені двопроменеві інтерферометри, до яких належать інтерферометри Жамена, Гваймана, Релея, Лінніка, Майкельсона та ін.

Використовуючи закономірності явища інтерференції виготовляють інтерференційні світлофільтри, а також плівки, які значно зменшують відбивання світла від оптичних систем, що є суттєвим, наприклад, у воєнній галузі.

# Принципова схема інтерферометра Майкельсона



# Інтерферометр ІТ-200



# Інтерферометр шахтний ШІ-11



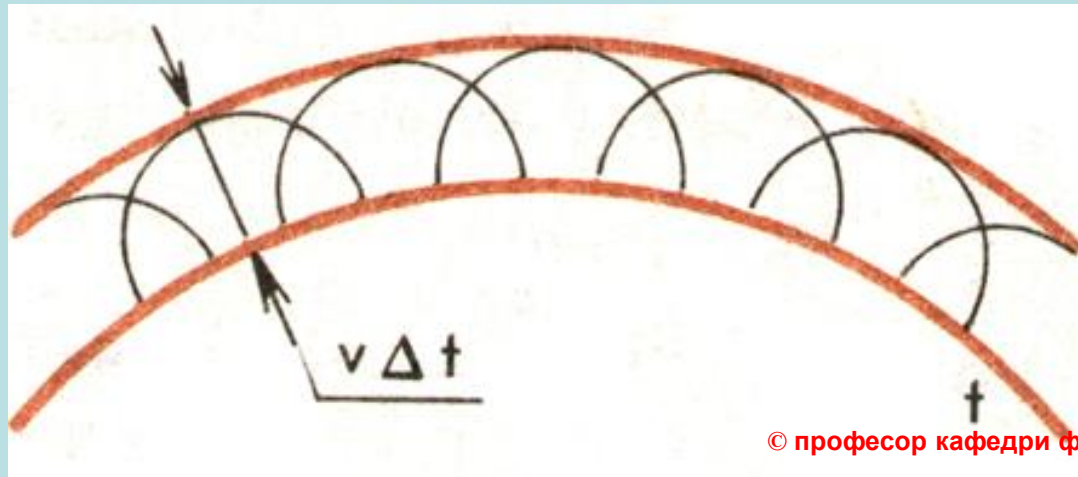
# Лазерний інтерферометр XL80



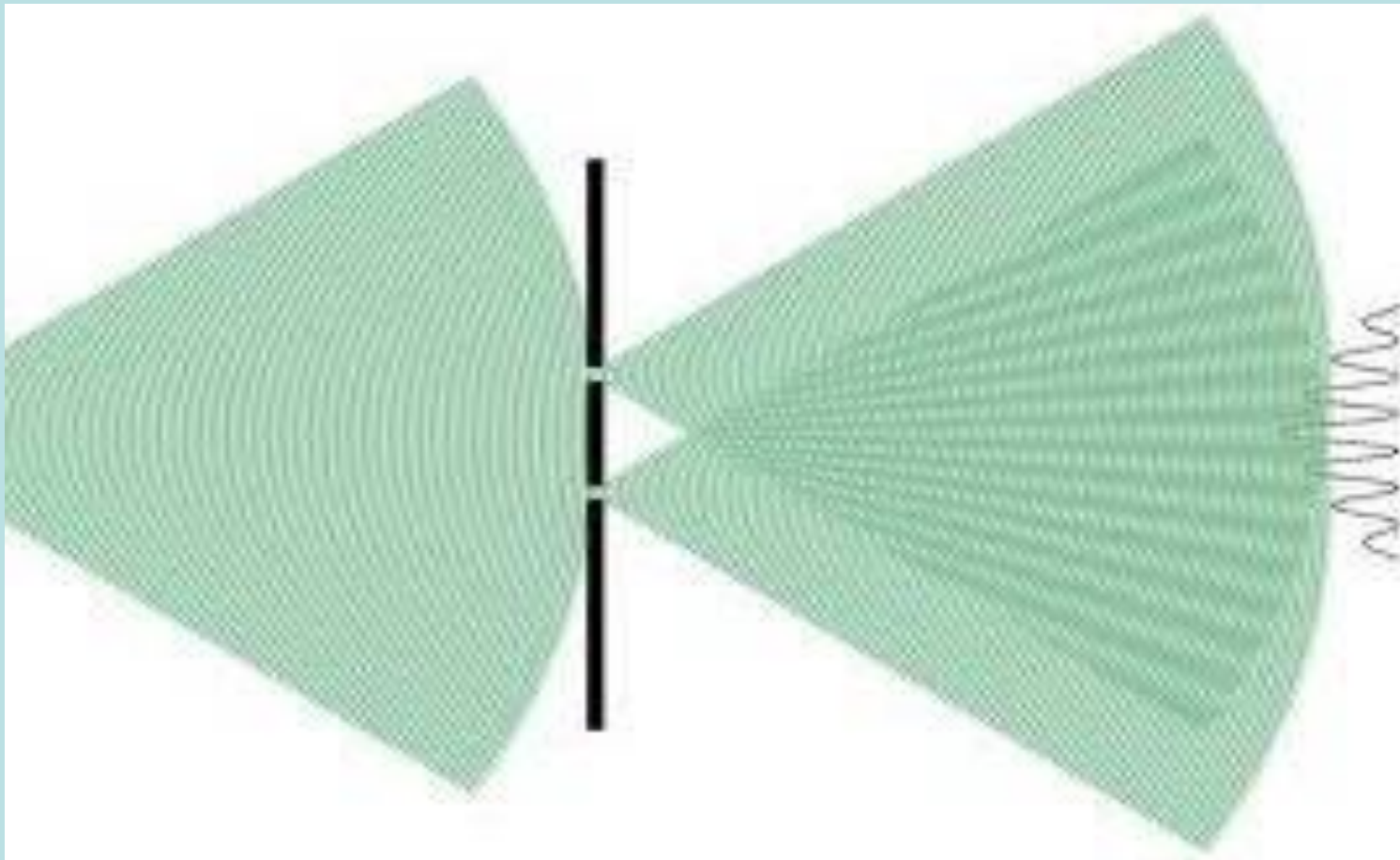
## 2. Принцип Гюйгенса - Френеля. Дифракція Френеля. Дифракція Фраунгофера

Виникнення явища дифракції пояснює принцип Гюйгенса, оскільки саме вторинні хвилі огинають перешкоди на шляху поширення первинних хвиль.

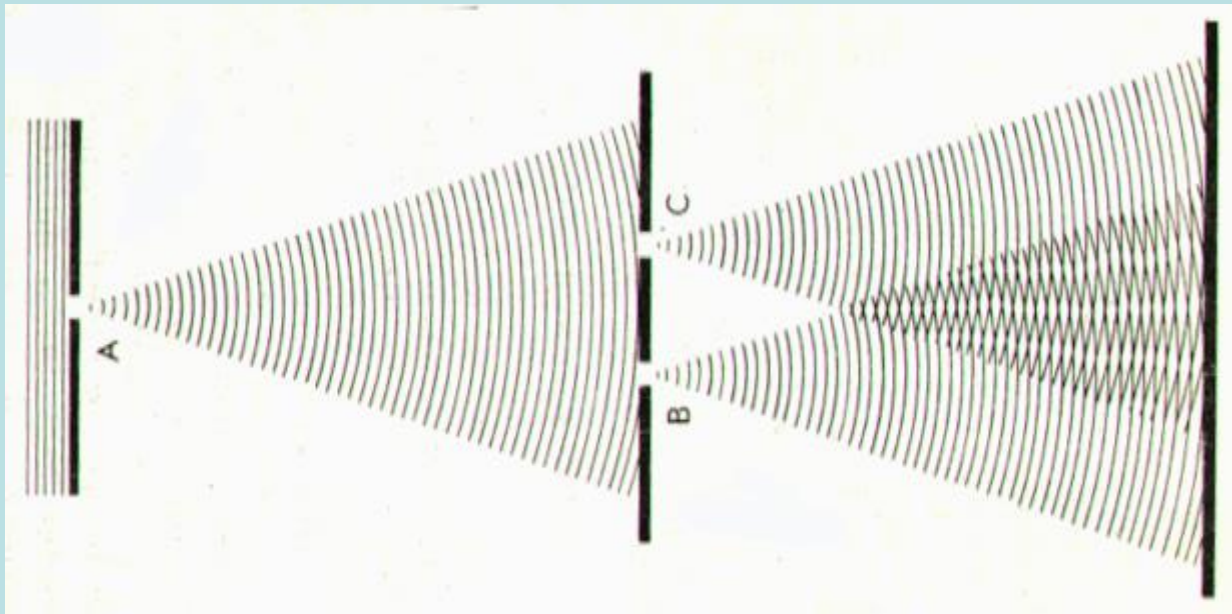
**Принцип Гюйгенса:** кожену точку хвильового фронту можна вважати центром вторинних елементарних сферичних хвиль, хвильовий фронт у будь-який наступний момент часу визначається огинаючою поверхнею цих елементарних фронтів хвиль.



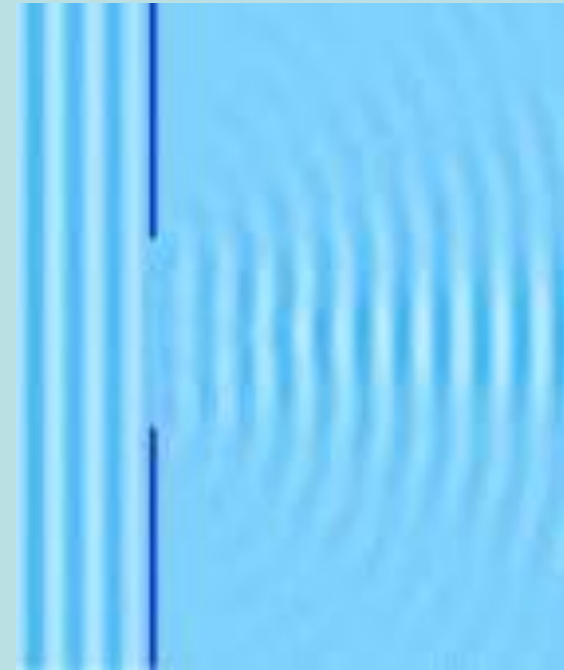
Френель доповнив принцип Гюйгенса твердженням про те, що вторинні хвилі інтерферують між собою, тобто є когерентними.



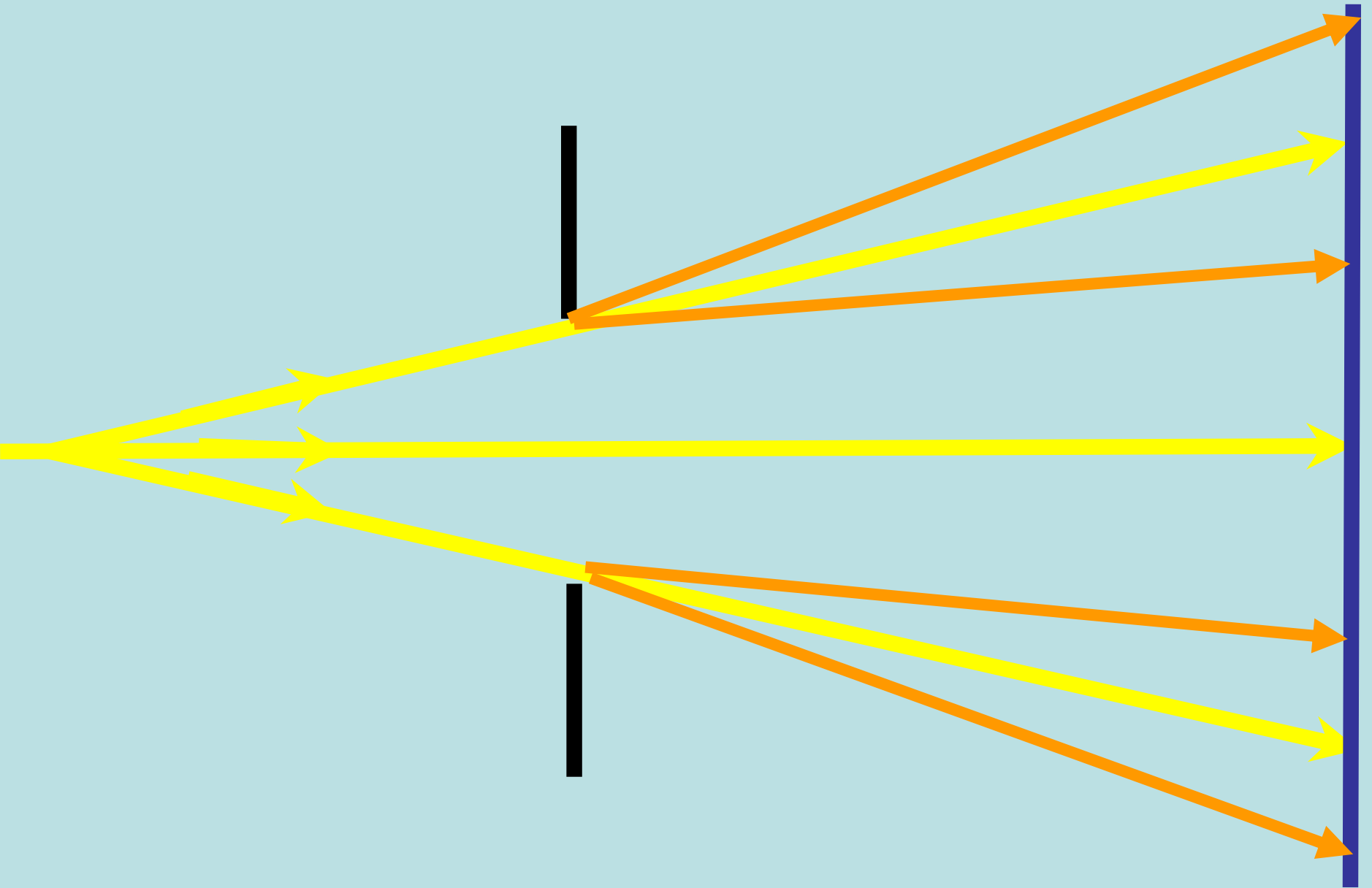
Отже за об'єднаним принципом Гюйгенса-Френеля: кожна точку хвильового фронту можна вважати центром вторинних елементарних сферичних когерентних хвиль, які накладаючись (інтерферуючи) у просторі або підсилюють одна одну – спостерігається максимум освітленості, або гасять одна одну – спостерігається мінімум освітленості.

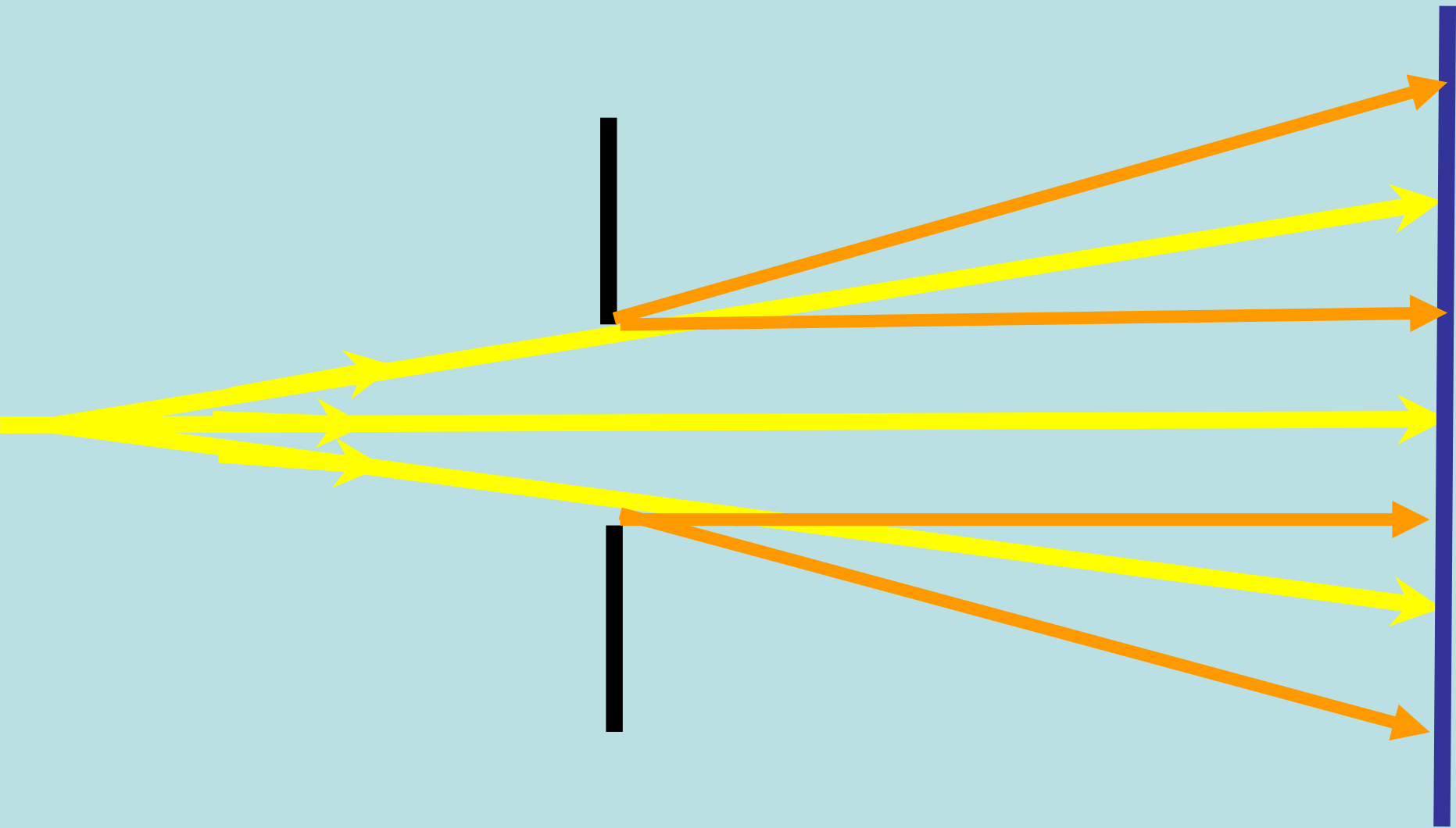


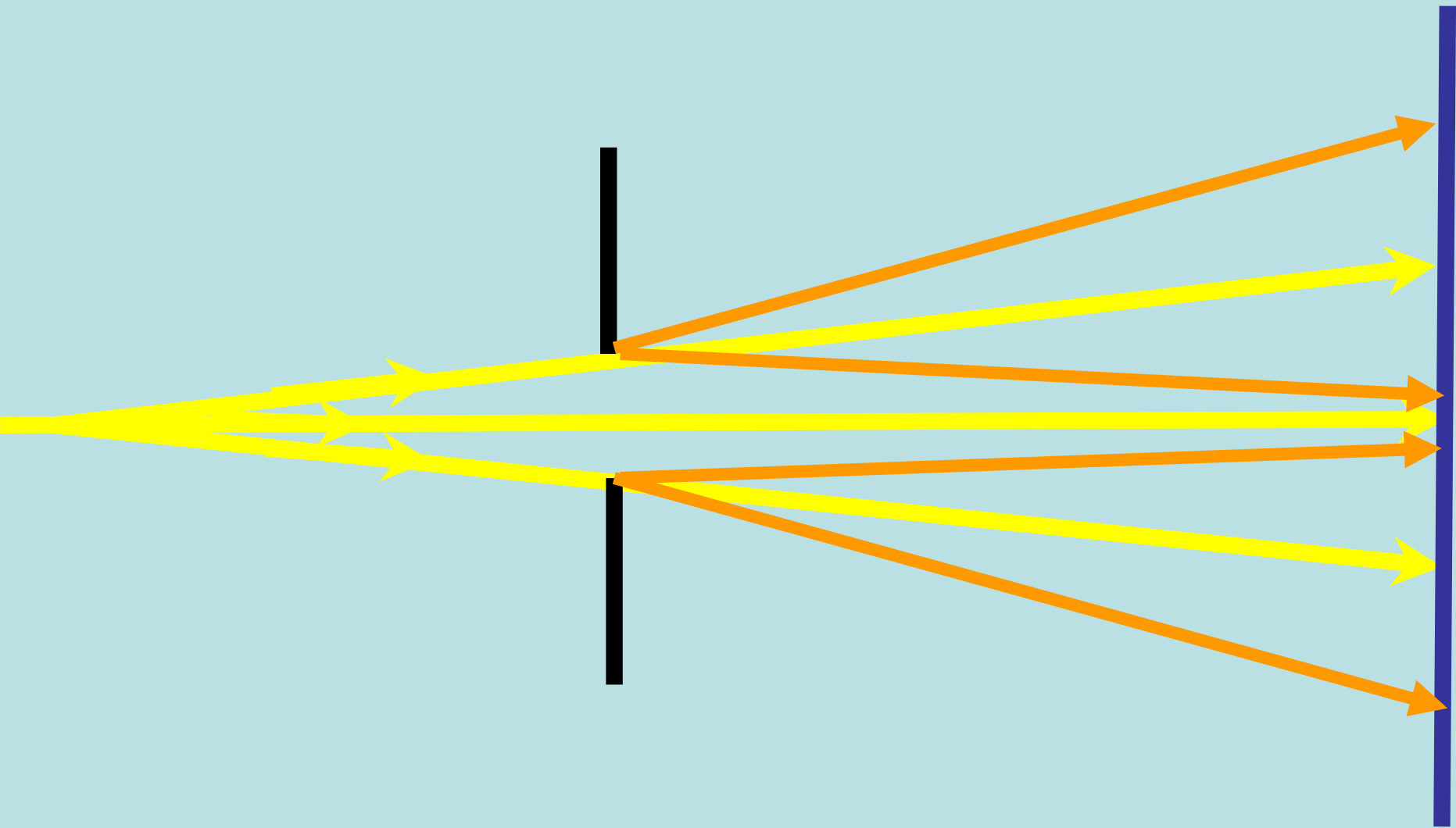
**Дифракція світла** – оптичне явище, пов'язане із зміною напрямку світлових хвиль від прямолінійного поширення через огинання хвилями перешкод, що зустрічаються на їх шляху та просторовим перерозподілом їхньої інтенсивності.

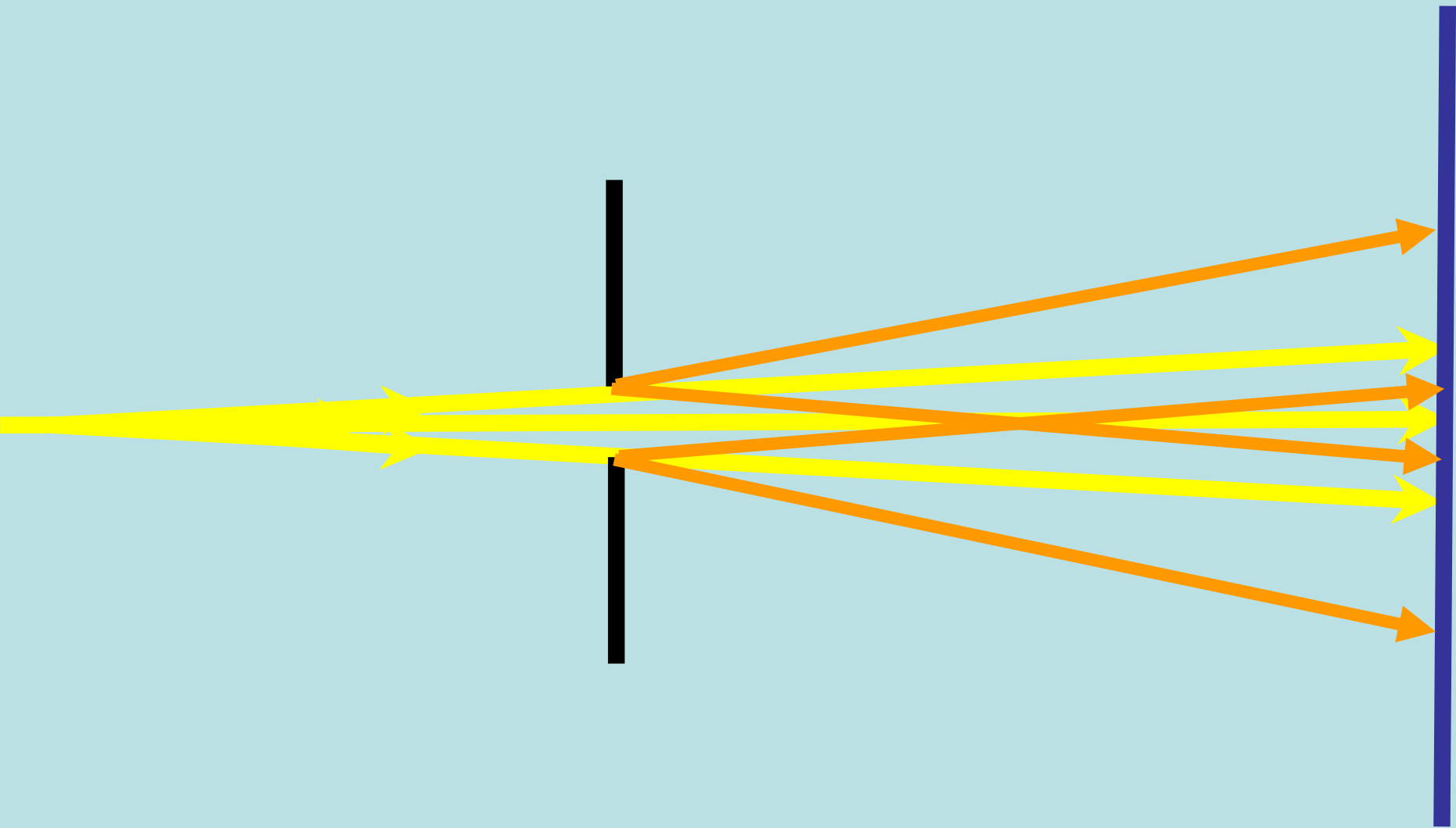


Через дифракцію, хвилі можуть попадати в область геометричної тіні, огинаючи перешкоди, наприклад, звук гарно чути за рогом будинку – звукова хвиля його огинає.





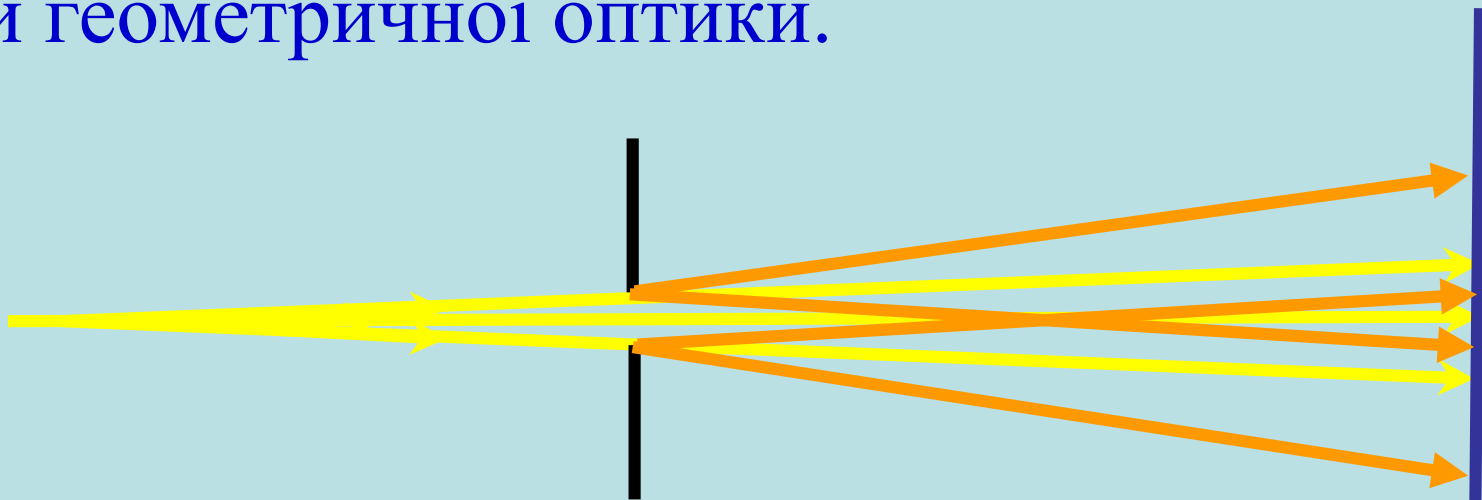




Якщо ширина перешкоди  $b$ , відстань від неї до точки спостереження –  $l$ , а довжина хвилі –  $\lambda$ , то параметр

$$m = \frac{b^2}{l \cdot \lambda},$$

визначає *умову спостереження дифракції*: явище дифракції можна спостерігати лише тоді, коли  $m \ll 1$  (дифракція Фраунгофера) або при  $m \sim 1$  (дифракція Френеля). Якщо  $m \gg 1$ , то реалізуються закони геометричної оптики.



Дифракційні явища за їхніми характеристиками поділяють на два класи:

- *дифракція Френеля* (дифракція непаралельних променів);
- *дифракція Фраунгофера* (дифракція паралельних променів).

**Огюстен Жан Френель**



**Йозеф Фраунгофер**

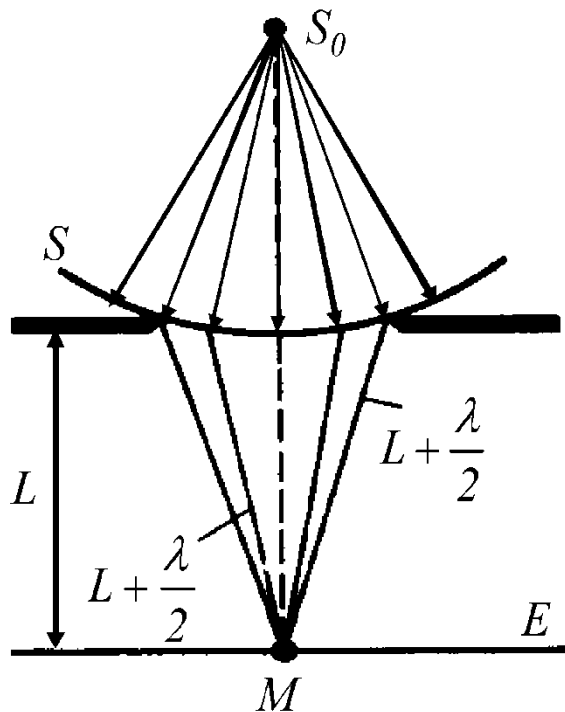


# Дифракція Фраунгофера

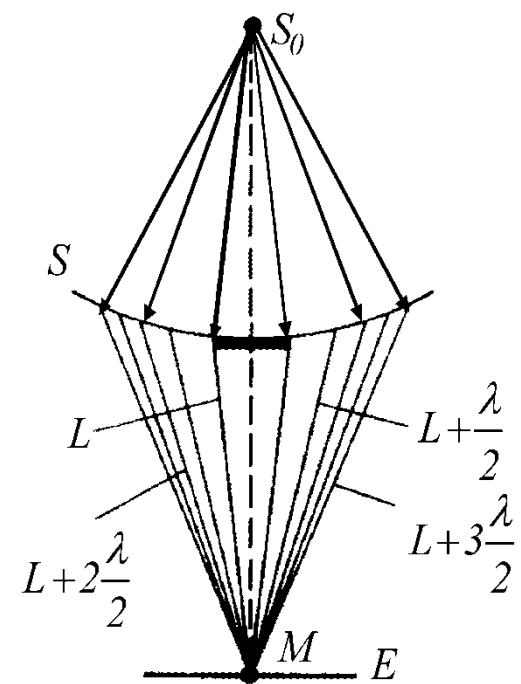


**Дифракція Френеля** (дифракція в непаралельних променях) – це дифракція сферичних хвиль, яка спостерігається на скінченній відстані від перешкоди до екрану.

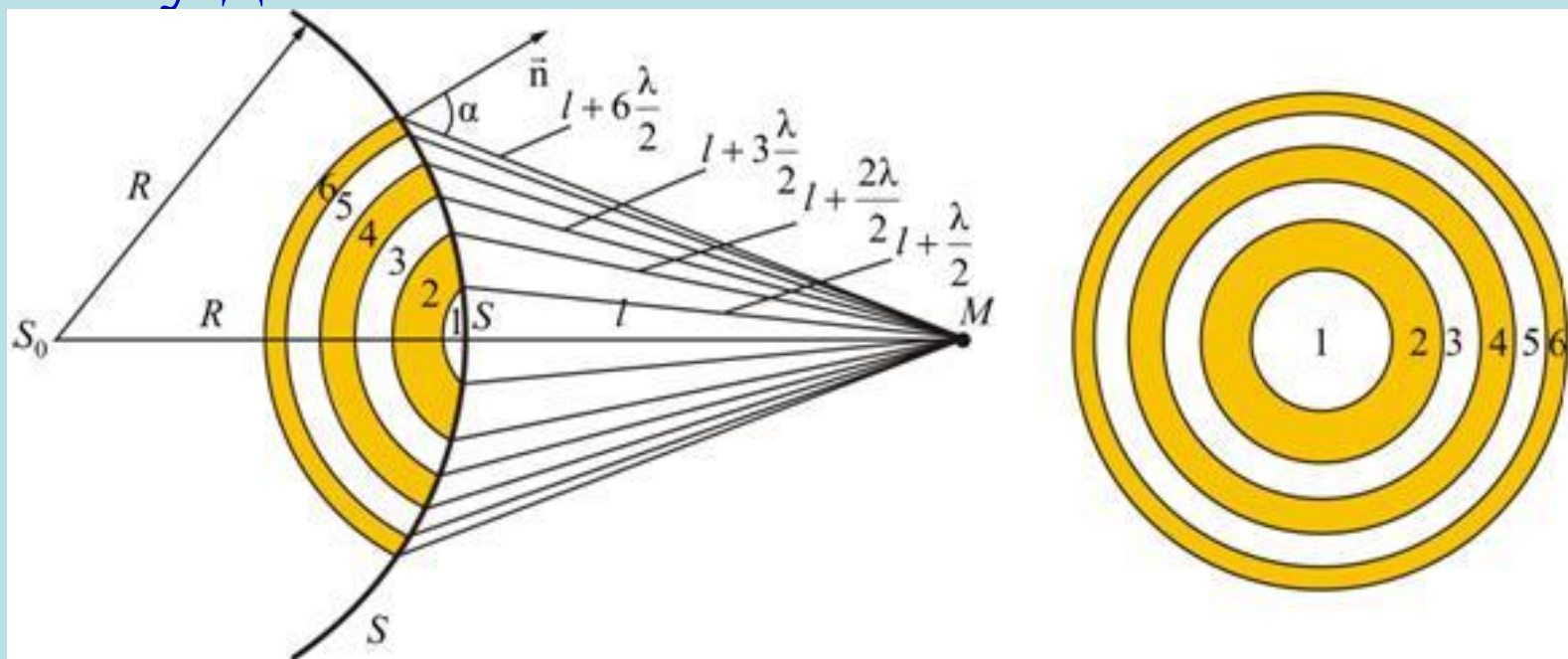
*Дифракція Френеля на круглому отворі*



*Дифракція Френеля на диску*



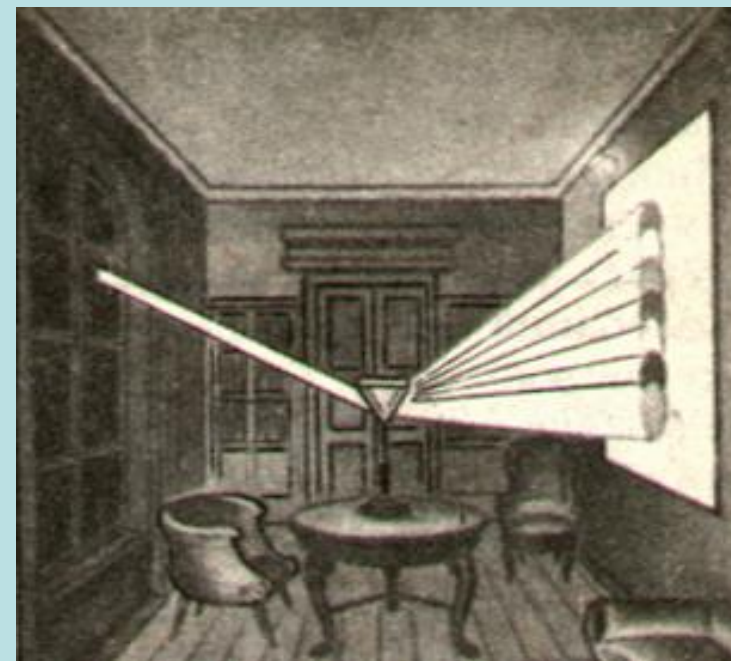
Для спрощення обчислень дифракційної картини використовують метод зон Френеля: фронт хвилі розбивають не на окремі точкові джерела, а на певні ділянки – зони. Ширина зон визначається тим, що відстані від межі сусідніх зон до точки спостереження відрізняються на половину довжини хвилі.



У зв'язку з цим коливання, що приходять у точку спостереження від аналогічних точок сусідніх зон, а водночас і результуючі коливання від цих зон, відрізнятимуться за фазою на величину  $\pi$ . Отже, внаслідок інтерференції ці коливання послаблятимуть одне одного. Тому амплітуда результуючого світлового коливання в точці спостереження:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m (*)$$

де  $A_1, A_2, \dots, A_m$  – амплітуди коливань, що збуджуються відповідними зонами.



Площа  $m$ -ої зони Френеля:

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

тобто не залежить від  $m$ , таким чином, побудова зон Френеля розбиває хвильову поверхню сферичної хвилі на рівні зони.

Приблизно можна вважати, що:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

тоді рівняння (\*) можна записати у вигляді:

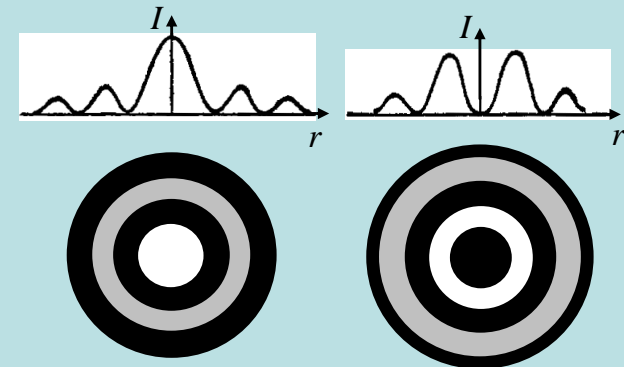
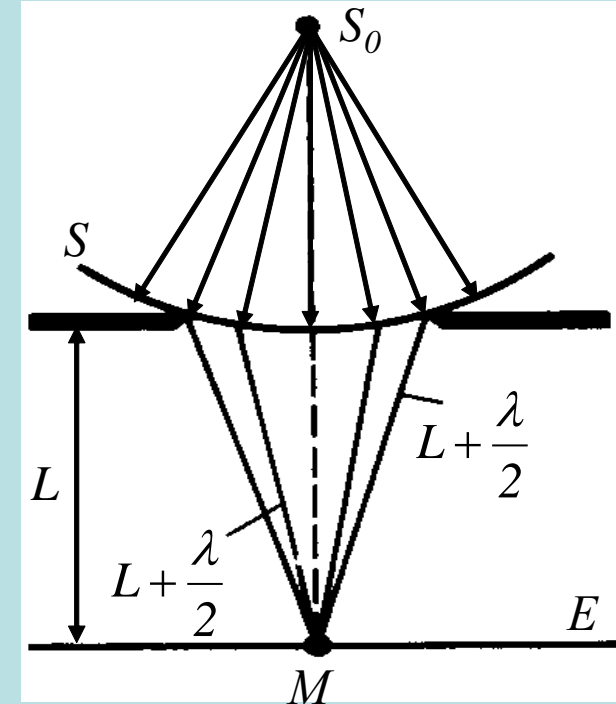
$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}$$

таким чином, амплітуда, що створюється у довільній точці сферичною хвильовою поверхнею, дорівнює половині амплітуди однієї центральної зони звідси випливає, що принцип Гюйгенса-Френеля дозволяє пояснити прямолінійність поширення світла.

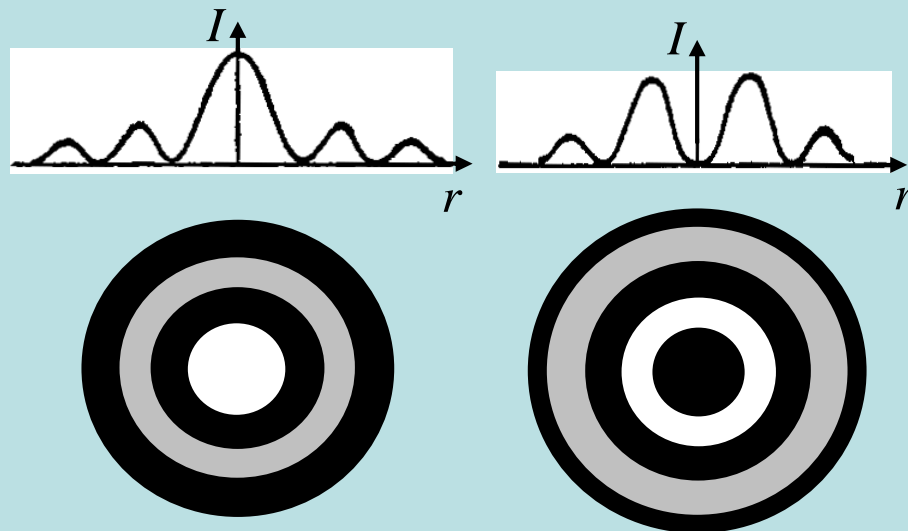
Прикладом дифракції Френеля є дифракція на круглому отворі і на диску.

## *Дифракція Френеля на круглому отворі*

Сферична хвиля, що поширюється з точкового джерела  $S_0$ , зустрічає на своєму шляху екран з круглим отвором. Вигляд дифракційної картини залежить від кількості зон Френеля  $m$ , які укладаються в отворі.

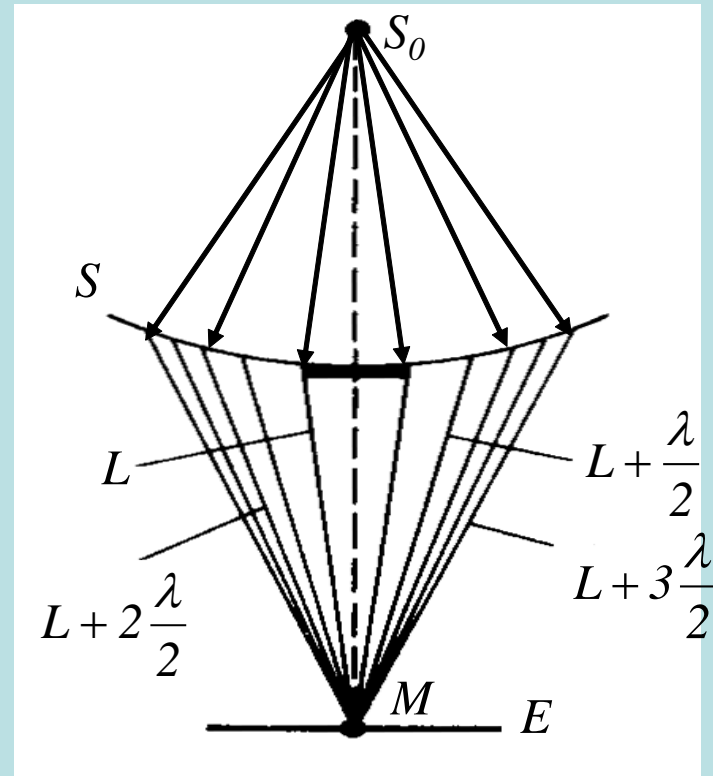


Дифракційна картина від круглого отвору має вигляд темних і світлих кілець, причому в центрі буде світлий круг, якщо  $m$  – непарне і темний, коли  $m$  – парне, причому інтенсивність максимумів зменшується з відстанню від центра картини. Якщо отвір освітлюється не монохроматичним, а білим світлом, то кільця будуть мати кольорове забарвлення.



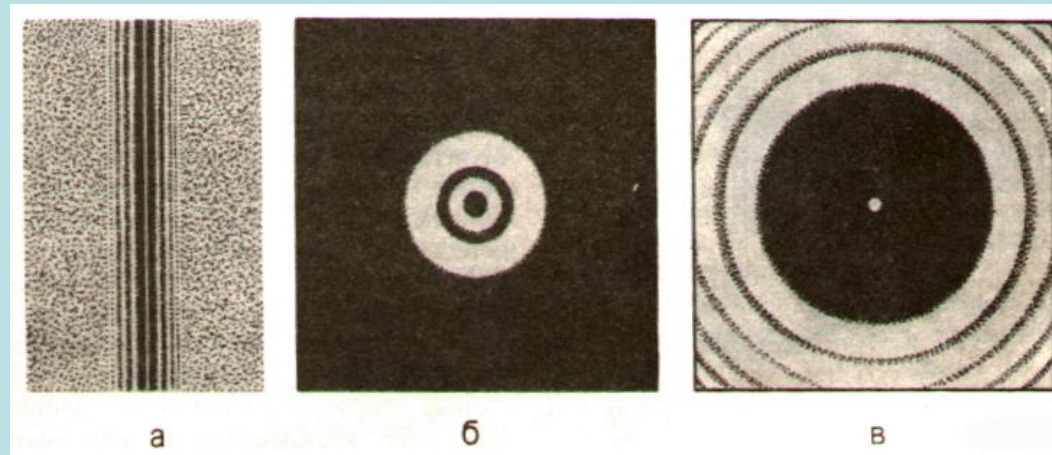
# Дифракція Френеля на диску

Сферична хвиля, що поширюється з точкового джерела, зустрічає на своєму шляху непрозорий диск. В точці  $M$  завжди буде інтерференційний максимум, оточений концентричними темними і світлими інтерференційними кільцями, що чергуються. При збільшенні розмірів диска інтенсивність центрального максимуму послаблюється.



На рисунку наведено фотографії дифракційних картин від різних перешкод:

- а) від тонкої дротини,
- б) від круглого отвору,
- в) від круглого диску.



На фотографіях видно, що:

- а) замість тіні від дротини видно групу темних і світлих полос;
- б) в центрі дифракційної картини від отвору з'являється темна пляма, оточена світлими і темними кільцями;
- в) в центрі тіні від круглого диску видно світлу пляму (пляму Пуассона), а сама тінь оточена темними концентричними колами.

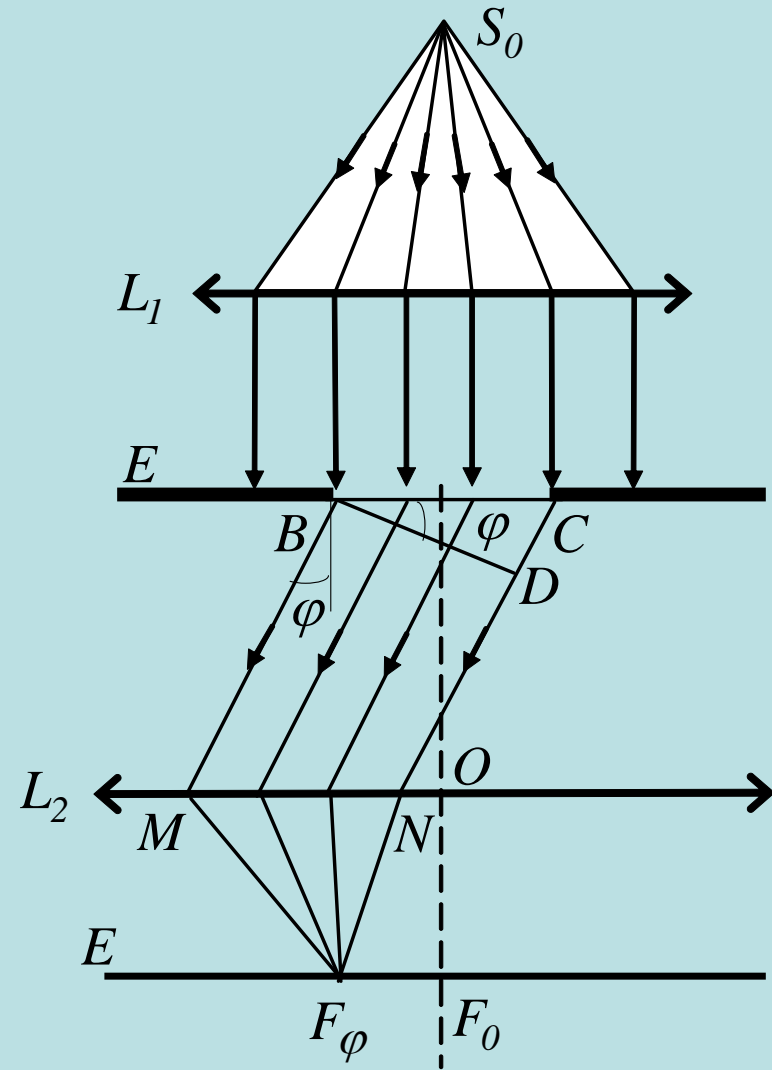
в) в центрі тіні від круглого диску видно світлу пляму (пляму Пуассона), а сама тінь оточена темними концентричними колами.

*Дифракція Фраунгофера* (дифракція в паралельних променях) спостерігається у тому випадку, якщо джерело світла і екран знаходяться на нескінченній відстані від перешкоди.

# Дифракція Фраунгофера на щілині.

Щілиною називають прямокутний отвір, шириною якого порівняно з довжиною можна знехтувати.

Нехай паралельний пучок монохроматичного світла падає нормально на непрозору плоску поверхню, в якій прорізано вузьку щілину, що має сталу ширину  $a=BC$  і довжину  $l \gg a$ .



Оптична різниця ходу між крайніми променями  $BM$  і  $CN$ , що йдуть від щілини шириною  $a$  в довільному напрямі:

$$\Delta = a \sin \varphi$$

Тоді, якщо число зон Френеля, що вкладаються на ширині щілини, парне, то спостерігається **дифракційний мінімум**:

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad \text{де} \quad m = 0, 1, 2, \dots,$$

Якщо число зон Френеля, що вкладаються на ширині щілини, непарне, то спостерігається дифракційний максимум:

$$a \sin \varphi = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{де} \quad m = 0, 1, 2, \dots,$$

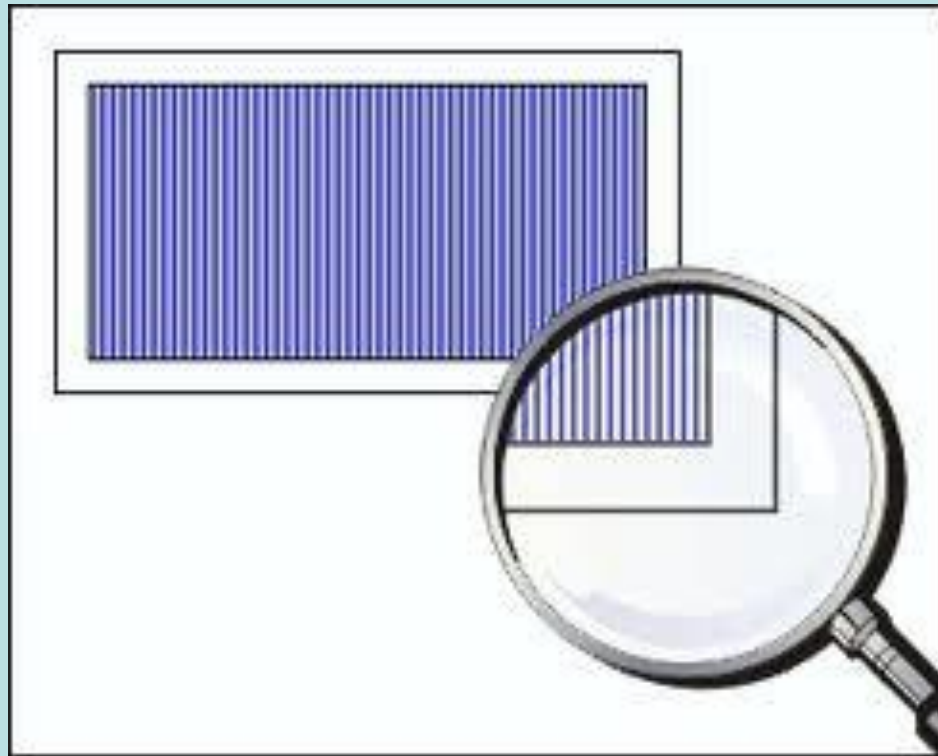
На рисунку наведено зображення залежності відношення  $\frac{I_\varphi}{I_0}$  від  $\sin\varphi$  зображено. Розрахунок показує, що інтенсивності центрального і наступних максимумів співвідносяться як

$$I_0:I_1 :I_2 :I_3 = 1:0,045:0,016:0,0083: \dots,$$

тобто основна частина світлової енергії зосереджена в центральному максимумі.

Прикладом дифракції Фраунгофера є дифракція на дифракційній решітці.

*Дифракційна решітка* – система паралельних щілин рівної ширини  $a$ , що лежать в одній площині і розділені рівними за шириною  $b$  непрозорими проміжками (перешкодами).



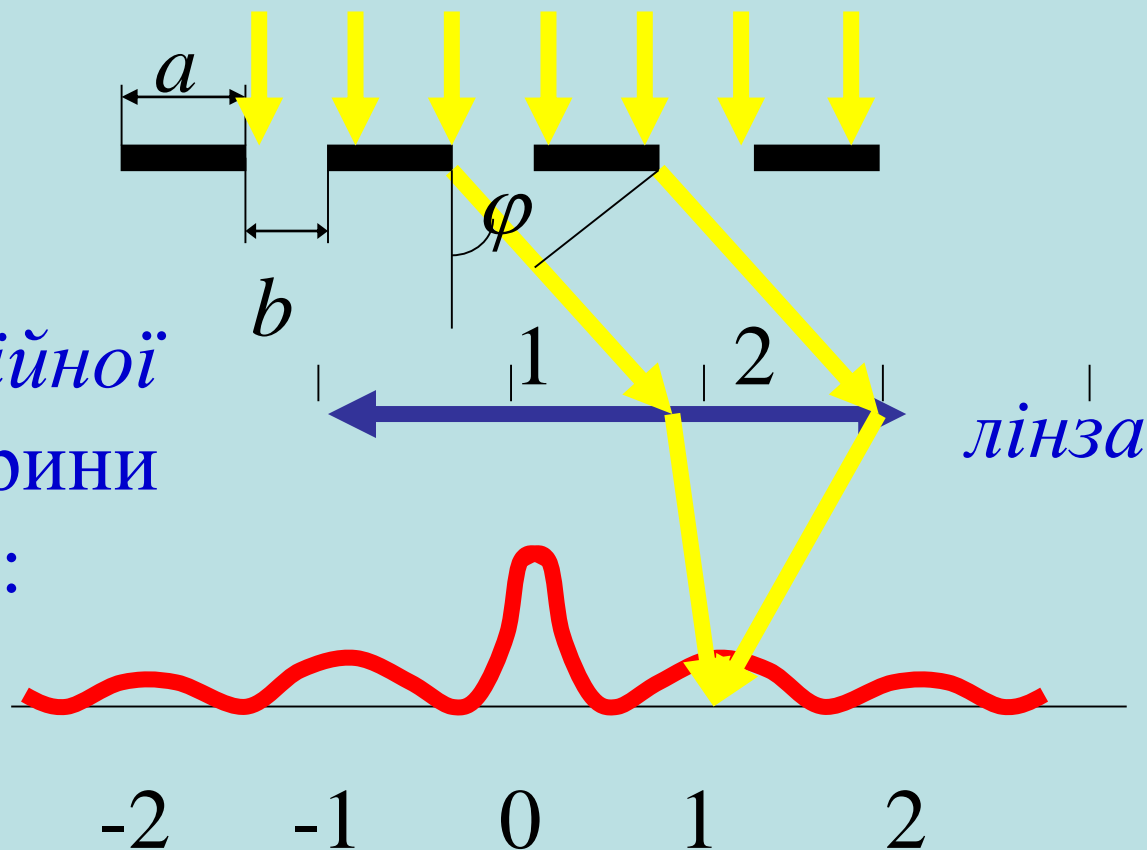
## Параметри дифракційної решітки:

- стала дифракційної решітки – кількість штрихів (прозорих або непрозорих перешкод) на одиницю довжини дифракційної решітки:

$$n = \frac{N}{l};$$

- період дифракційної решітки – сума ширини щілини і перешкоди:

$$d = \frac{l}{N} = a + b.$$



Оптична різниця ходу променів, що йдуть від двох сусідніх щілин для даного напрямку  $\varphi$ :

$$\Delta = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi$$

**Тоді умова дифракційного максимуму:**

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad \text{де } m = 0, 1, 2, \dots$$

**Тоді умова дифракційного мінімуму:**

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad \text{де } m = 0, 1, 2, \dots,$$

Широкого поширення отримали дифракційні решітки як диспергуючі елементи у спектральних пристроях (монохроматорах, спектрографах, спектрофотометрах тощо) і як елементи резонаторів у лазерах з переналаштуванням частоти випромінювання.

Їх використовують також у якості розмежовувачів монохроматичного (лазерного) випромінювання, велика їх роль в інтегральних оптичних пристроях.

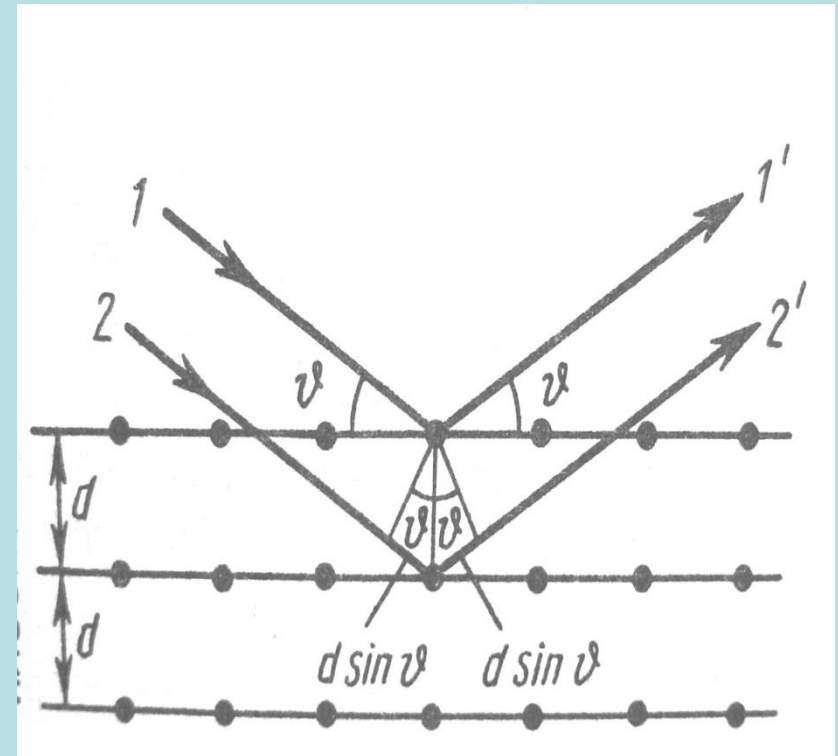
Дифракція на ультразвуці у прозорих середовищах дозволяє визначити пружні константи середовища, а також створити акустооптичні модулятори світла, що застосовують у дальномірах, оптичних локаторах і системах оптичного зв'язку.



# 4. Дифракція на кристалічній решітці. Голографія.

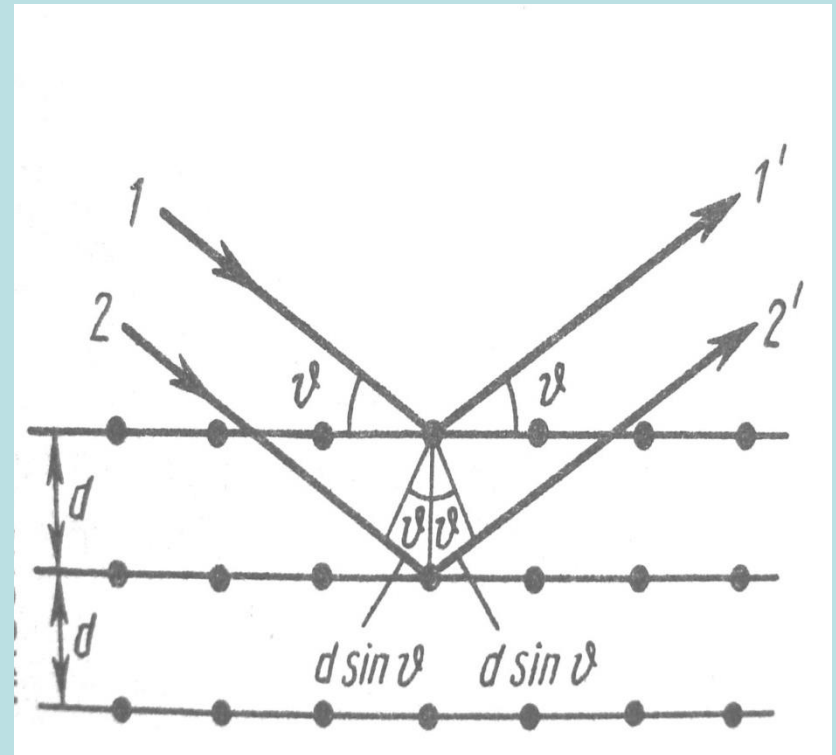
Для спостереження дифракційної картини необхідно, щоб період дифракційної решітки був того ж порядку, що й довжина хвилі випромінювання.

Кристали – це три-мірна просторова решітка з  $d=10^{-10}\text{м}$ , тому дифракційна картина буде спостерігатися лише у рентгенівському випромінюванні ( $\lambda \approx 10^{-12} - 10^{-8}\text{м}$ ).



При попаданні паралельних монохроматичних рентгенівських променів ( $1$  і  $2$ ) під кутом ковзання  $\vartheta$  на кристал з відстанню між кристалографічними площинами  $d$ , атоми кристалічної решітки збуджуються і стають джерелами когерентних вторинних хвиль  $1'$  і  $2'$ , які інтерферують між собою.

При різниці ходу між двома променями, відбитими від сусідніх кристалографічних площин, кратній цілому числу хвиль, спостерігається дифракційний максимум:



$$2d \sin \vartheta = m\lambda \text{ – формула Вульфа-Брегга,}$$

*де*  $(m=0, 1, 2, \dots)$

Зображення будь-якої світної точки в монохроматичному світлі являє собою не стигматичне зображення, а дифракційну картину, тобто точкове джерело відображається у вигляді центральної світної плями, обмеженої темними і світлими плямами, що чергуються.

Для того, щоб отримати візуальну інформацію про предмет, він має або випромінювати світлові хвилі, або їх відбивати. За амплітудою світлової хвилі, що потрапляє в око або нареєструючий прилад, можна судити про двомірний, тобто плоский вигляд предмета, без об'ємних параметрів. Таке зображення, наприклад, дає фотографія. Для отримання об'ємного зображення необхідно вміти реєструвати і відтворювати амплітуду і фазу хвилі, що йде від предмета.

**Голографія** (з грец. «повний запис») – метод запису, відтворення і переформатування об’ємних зображень, яке полягає у фіксуванні і наступному відтворення хвильового фронту, який утворився при розсіюванні світлової хвилі будь-яким предметом, заснований на реєстрації інтерференційної картини; ґрунтується на основних закону хвильової оптики – законах інтерференції і дифракції

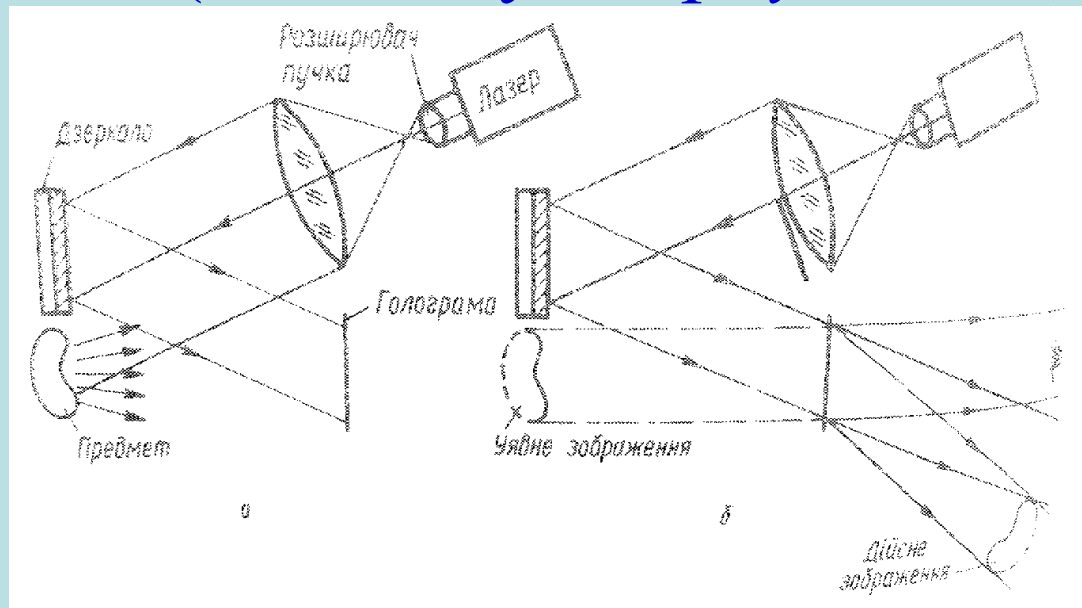


Цей принципово новий спосіб фіксування і відтворення просторового зображення предметів був винайдений англ. фізиком Д. Габором у 1947 р. (Нобелівська премія, 1971 р.).

Експериментальне втілення і подальше розроблення цього способу було здійснене *укр. фізиком Ю. М. Денисюком у 1962 р.* і амер. фізиками Е. Лейтом і Ю. Упатніексом у 1963 р. після винайдення джерел світла високого степеня когерентності – лазерів у 1960 р.

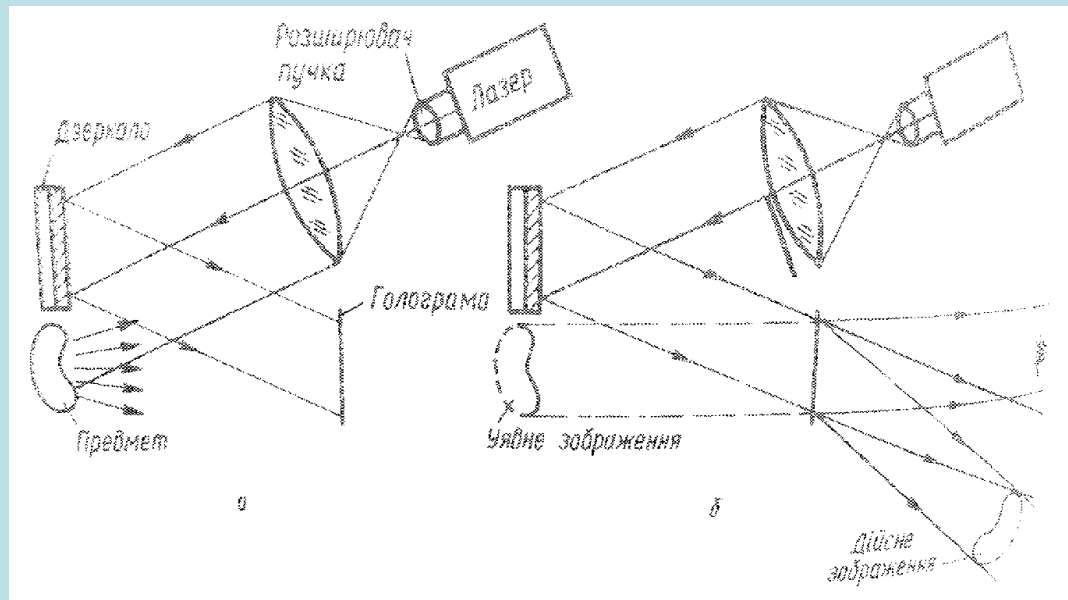
**Принцип реєстрації і відтворення голографічного зображення** полягає у реєстрації і відтворенні амплітуди і фази хвилі, що йде від предмета.

Тому для реєстрації як фазової, так і амплітудної інформації, окрім хвилі, що йде від предмету (так званої *предметної хвилі*), використовують ще й когерентну їй хвилю, яка йде від джерела світла (так звану *опорну хвилю*).



Ідея голографії полягає у тому, що фотографується розподіл інтенсивності в інтерференційній картині, яка виникає при накладанні хвильового поля об'єкта і когерентної йому опорної хвилі відомої фази.

Наступна дифракція світла на зареєстрованому розподілі затемнень у фото шарі відтворює хвильове поле об'єкта і дозволяє випромінювання цього поля при відсутності об'єкта.









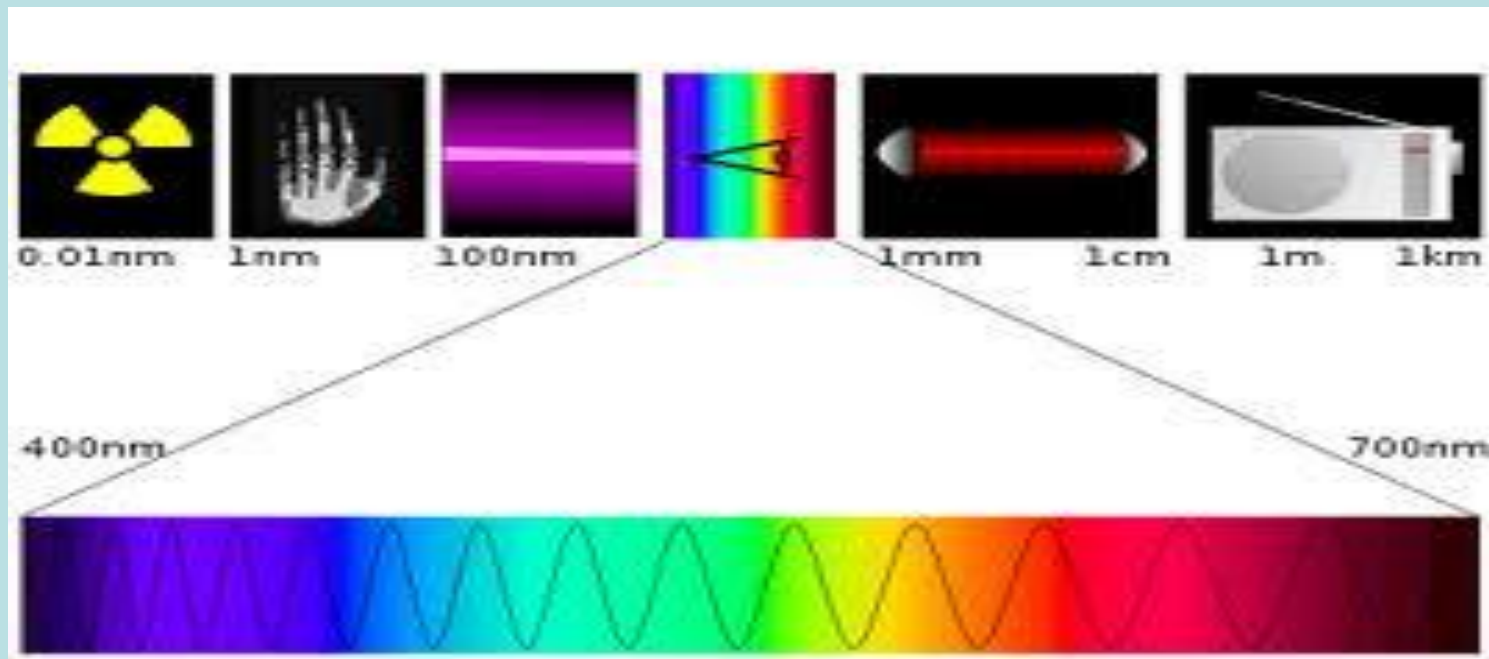




*Виступ Мадонни в оточенні віртуальної групи Gorillas, на церемонії вручення премії Grammy Music Awards.*

# 5. Поляризація світла

**Світло** – це пучок електромагнітних хвиль з довжиною від  $1 \cdot 10^{-9} \text{ м}$  (ультрафіолетове випромінювання) до  $5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$  (інфрачервоне випромінювання), які випромінюються великою кількістю атомів.

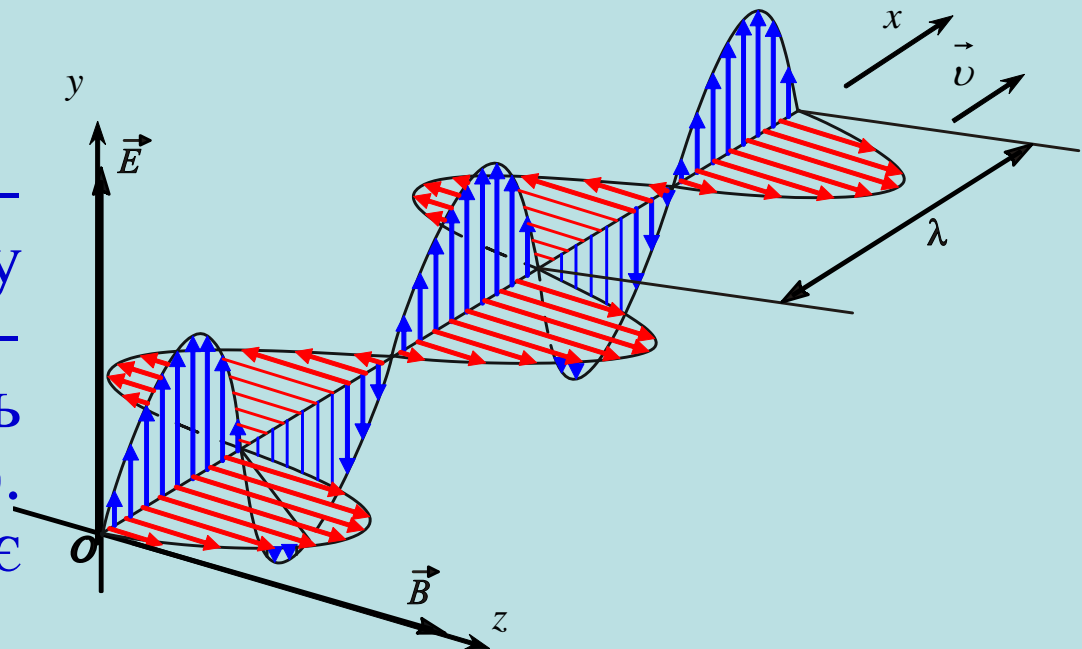


**Електромагнітною хвилею** називають змінне електромагнітне поле, що поширюється у просторі з кінцевою швидкістю

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

В електромагнітній хвилі вектор напруженості електричного поля  $E$  та вектор індукції магнітного поля  $B$  здійснюють коливання в одній фазі у взаємно

перпендикулярних площинах перпендикулярно до напрямку поширення хвилі (вектори  $E$ ,  $B$  і  $v$  утворюють праву трійку). Електромагнітні хвилі є **поперечними**.



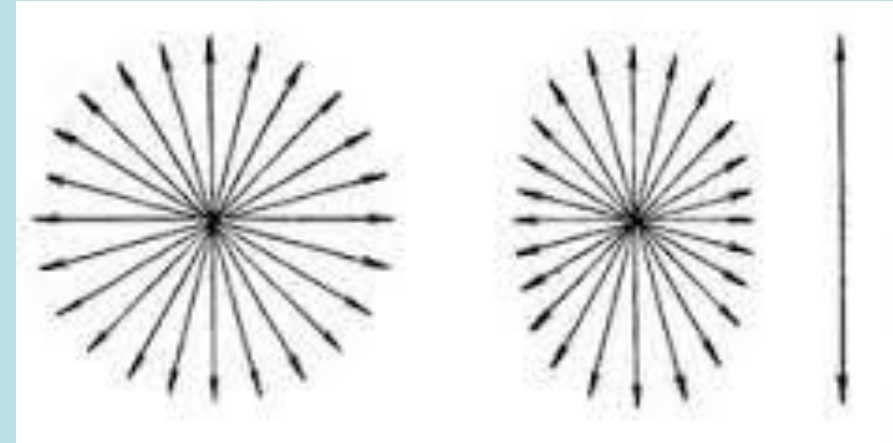
За **світловий вектор** світлової електромагнітної хвилі прийнято вектор напруженості електричного поля  $\vec{E}$ .

Кожен атом тіла випромінює світлові хвилі незалежно один від одного, тому потік світлових хвиль, який випромінюється тілом, характеризується усіма можливими рівноймовірними напрямками коливання світлового вектора.



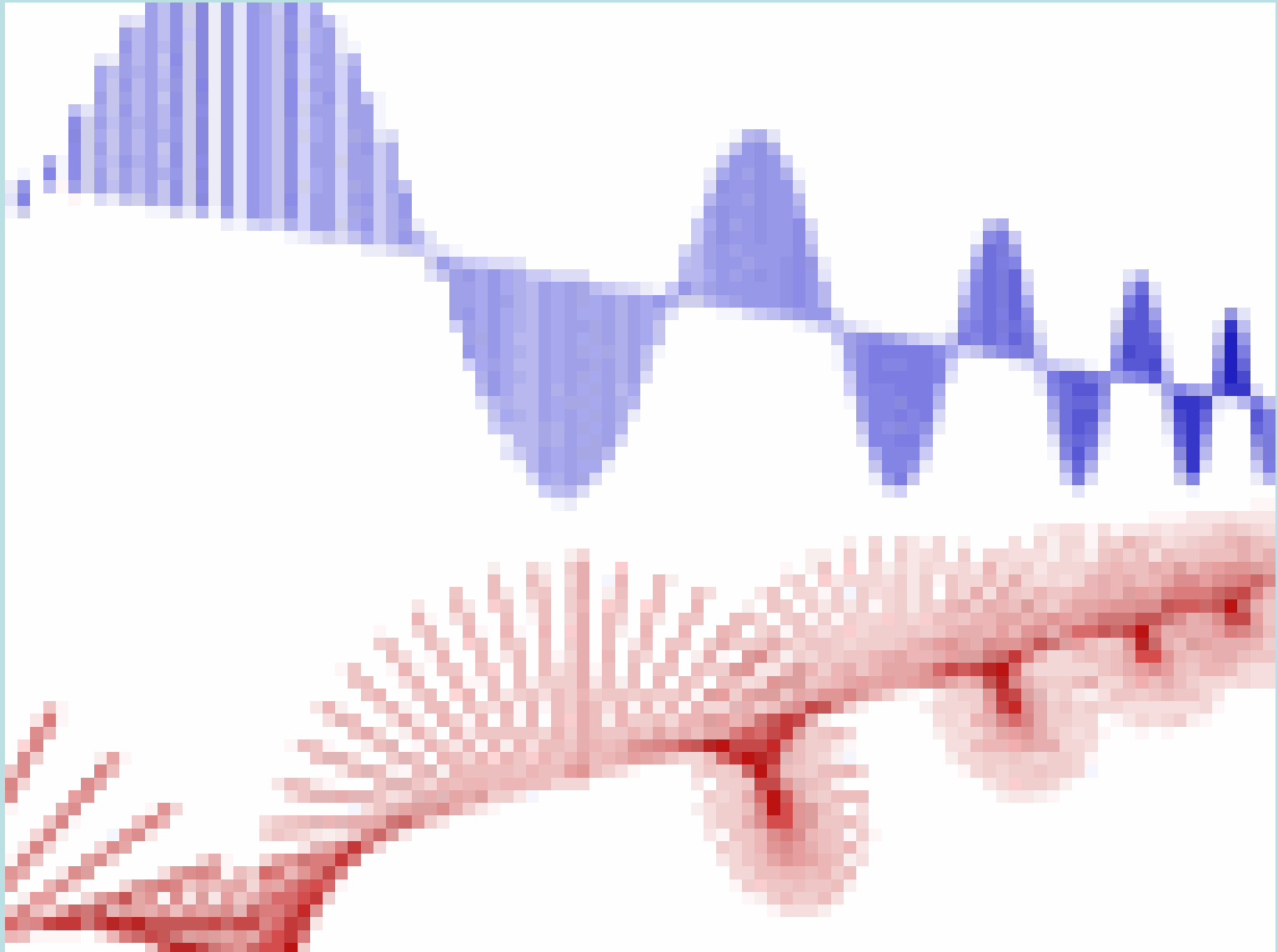
**Світло, яке характеризують всіма можливими напрямками коливання світлового  $\vec{E}$  вектора називають неполяризованим (природнім).**

**Промінь світла, в якого коливання світлового вектора здійснюються лише в одній площині називають плоскополяризованим (лінійнополяризованим променем).**



**Промінь у якого амплітудні значення вектора неоднакові для різних напрямків називається частково поляризованим.**

# Лінійно поляризована електромагнітна хвиля і хвиля поляризована по колу.

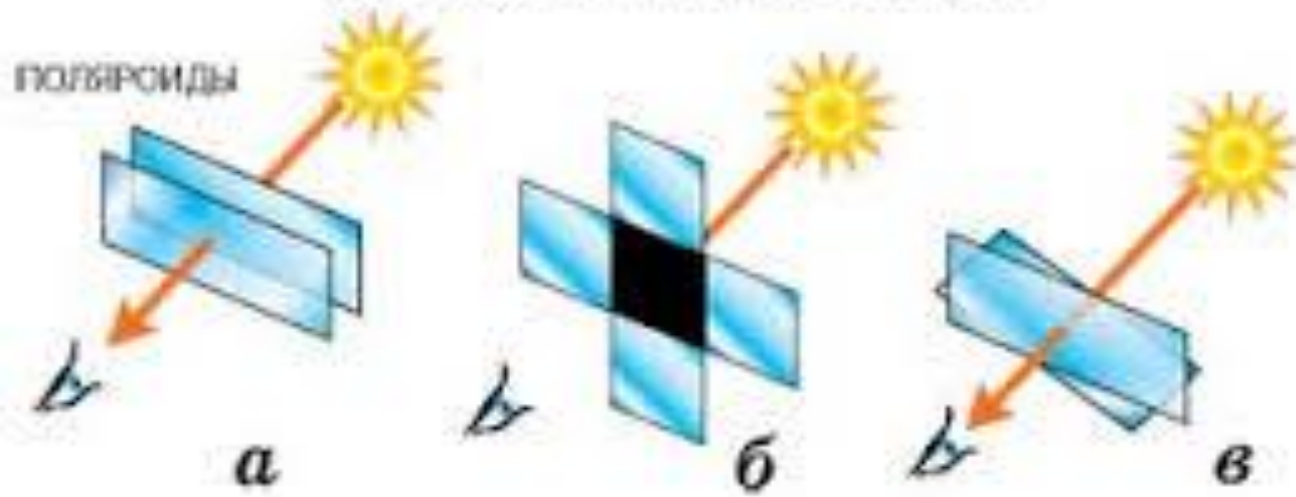


Частково поляризоване світло характеризують  
*ступенем поляризації  $P$*

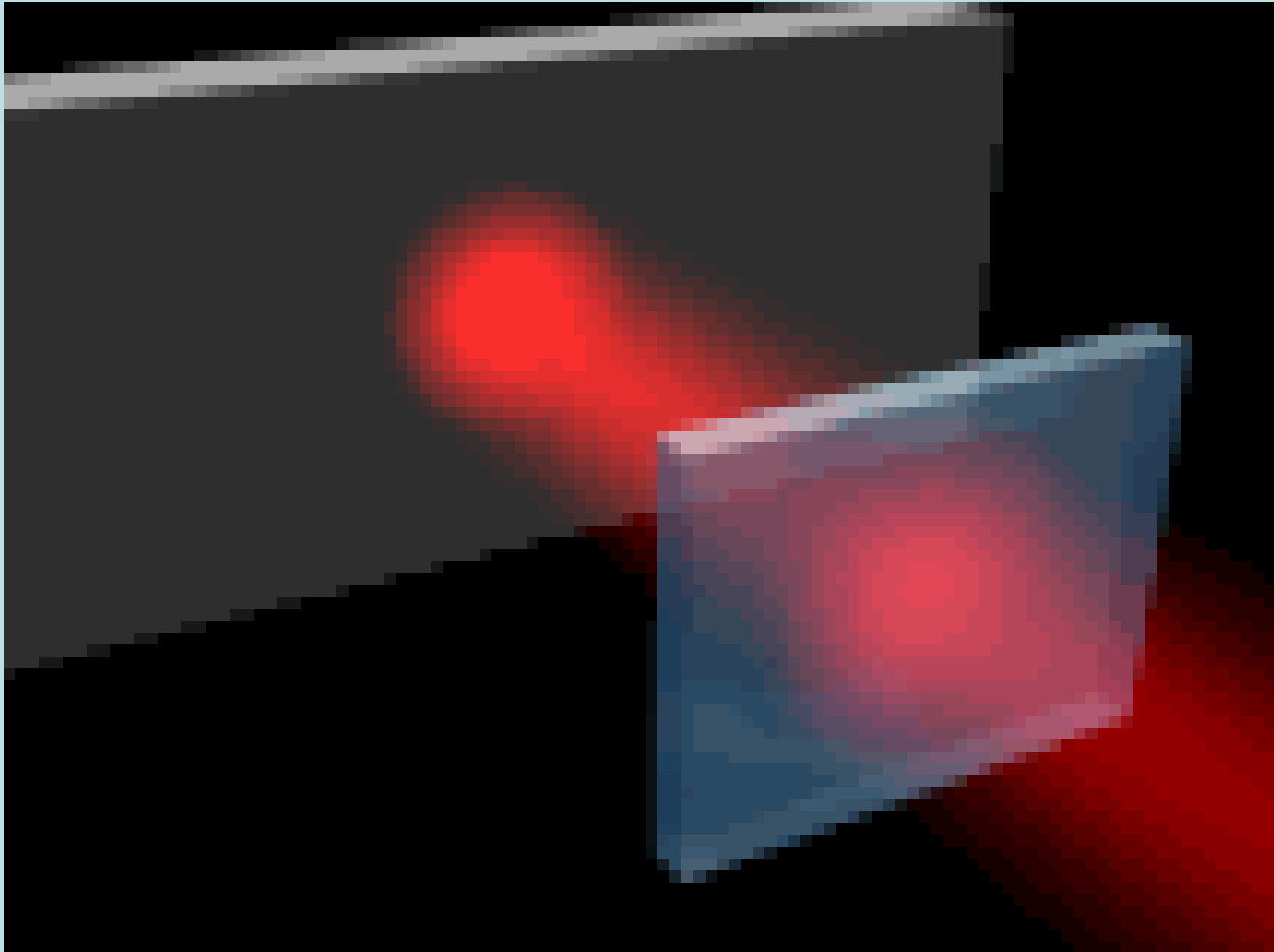
$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

де  $I_{max}$  і  $I_{min}$  – максимальна і мінімальна інтенсивності світла двох взаємоперпендикулярних компонентів світлового вектора  $E$ .

ИСТОЧНИК НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

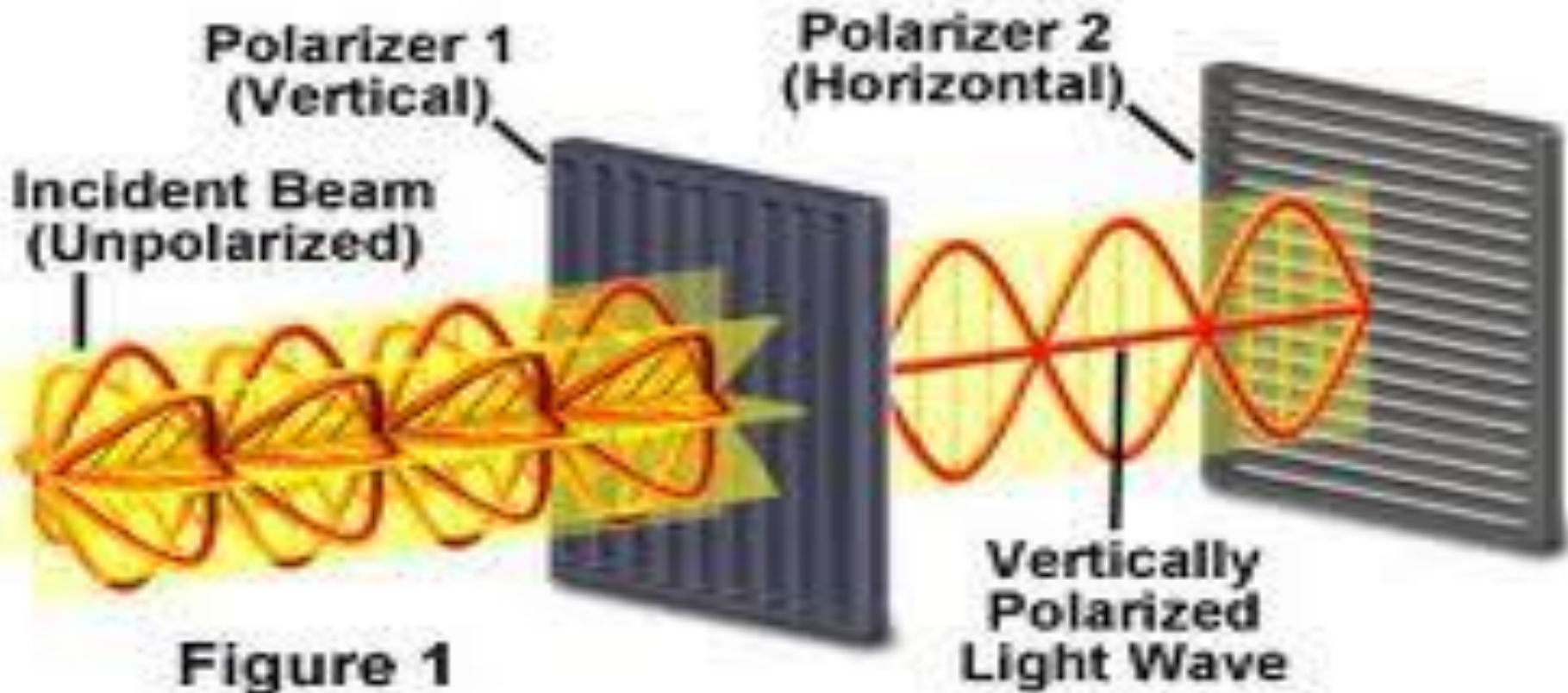


# Проходження лінійно поляризованого світла He-Ne лазера через поляроїд, що обертається

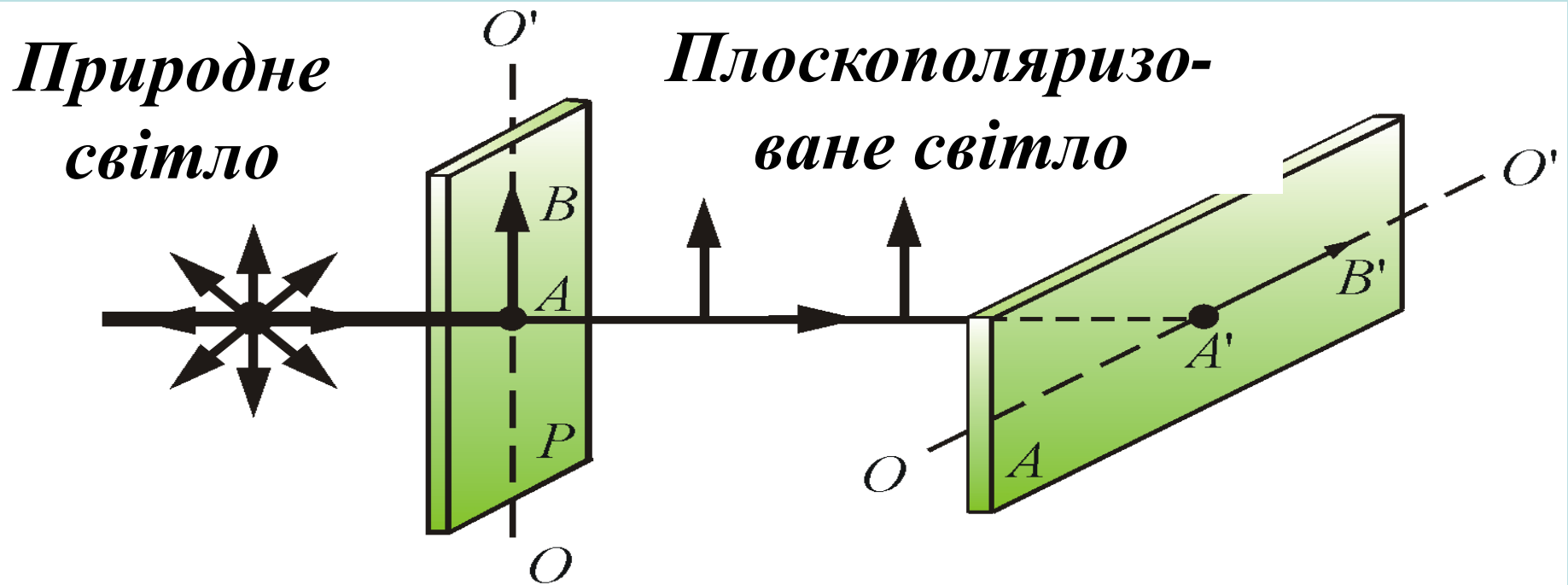


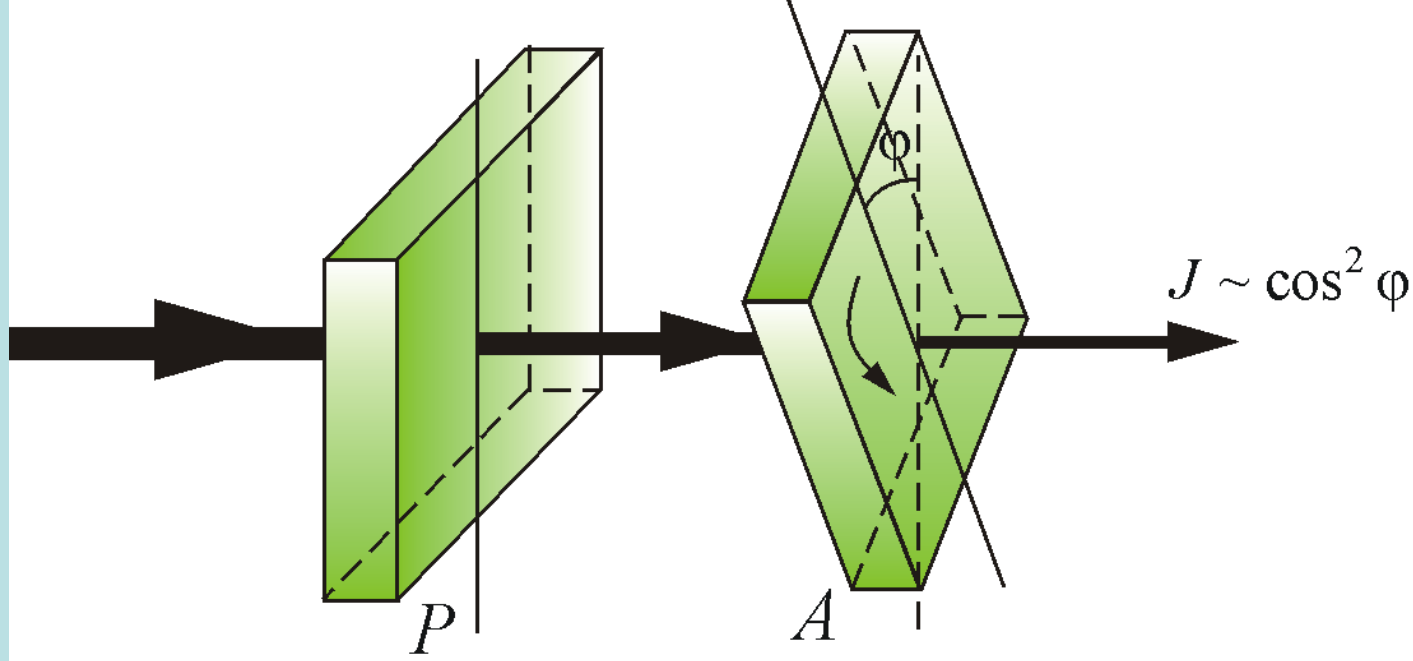
**Поляризацією** називають явище виділення із світлового пучка променів, які мають певну орієнтацію світлового вектора в просторі.

## Polarization of Light Waves



Поставимо на шляху неполяризованого світла дві однакові пластинки турмаліну, вирізаних паралельно до їх оптичної осі. Перша пластинка буде перетворювати природне світло у плоскополяризоване – *поляризатор*, а за допомогою другої можна визначити (проаналізувати) ступінь поляризації світла – це пластинка називається *аналізатором*.



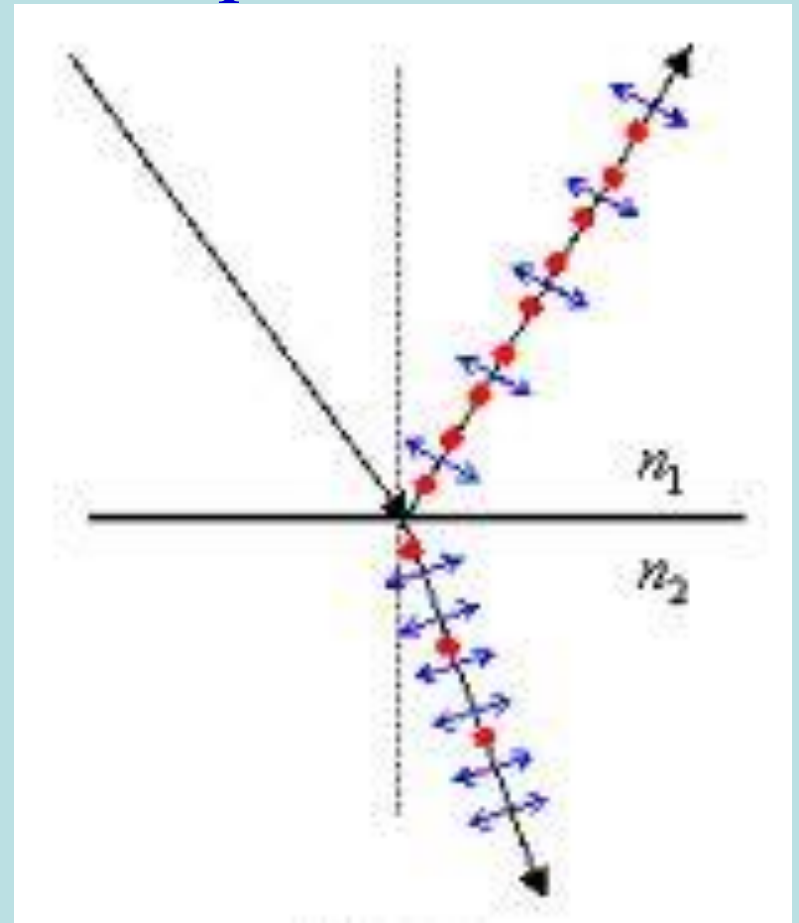


Якщо  $I_0$  – інтенсивність світла, яке пройшло через поляризатор і попадає на аналізатор,  $I$  – інтенсивність світла, яке пройшло аналізатор, а  $\alpha$  – кут між площинами поляризації поляризатора і аналізатора, то:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \text{ – закон Малюса.}$$

Досліди показують, що відбитий і заломлений промені неполяризованого світла на межі діелектрика стають частково поляризованими.

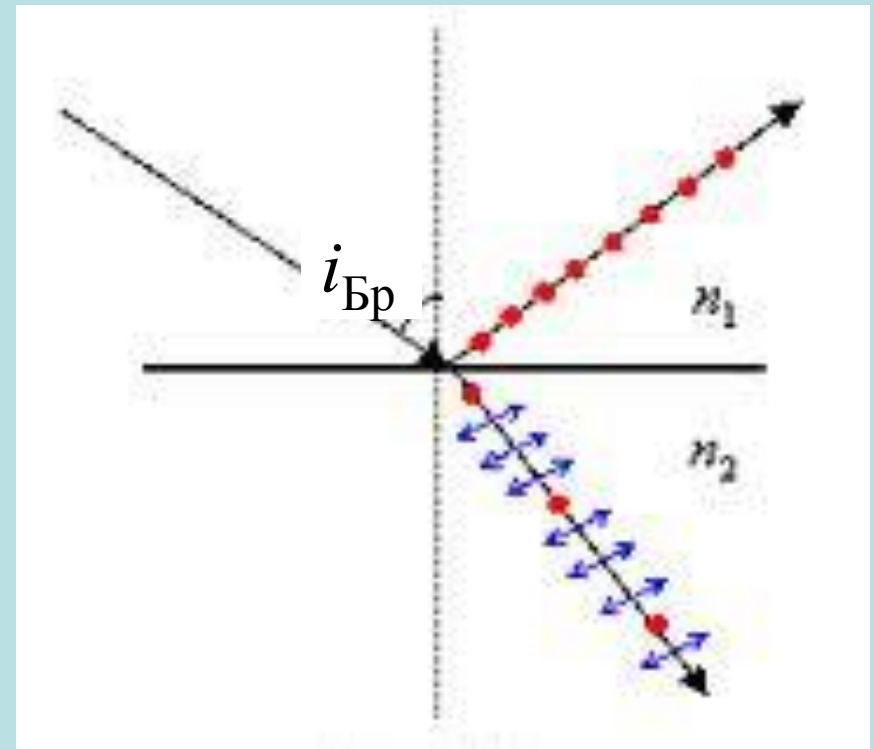
У відбитому промені переважаючими є коливання, позначені точками (тобто перпендикулярні до площини рисунка), а в заломленому промені – коливання, позначені рисками (тобто паралельні площині рисунка).



У 1815р. Д. Брюстер експериментально встановив, що для будь-якого діелектрика з відносним показником заломлення  $n_{21}$  існує такий кут падіння, при якому відбитий промінь повністю поляризований, а заломлений – максимально поляризований. Цей кут називають *кутом повної поляризації*, або *кутом Брюстера*, і визначають *законом Брюстера*:

$$\operatorname{tgi}_{\text{Бр}} = n_{21}$$

При цьому кут між відбитим і заломленим променями становить  $90^\circ$ .

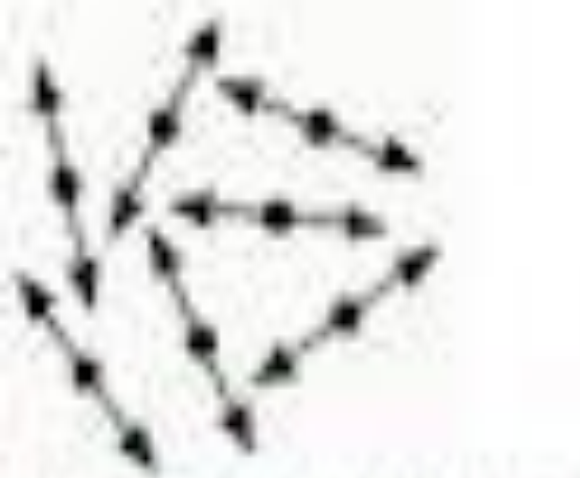


Поляризаційні пристрої широко використовують

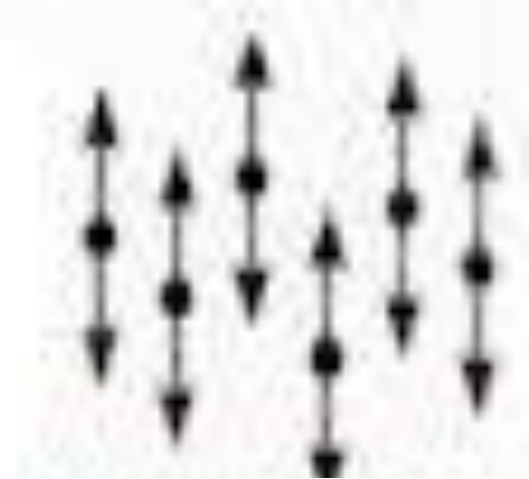
- у кристалографії для дослідження властивостей кристалів;
- в оптичній промисловості для визначення напружень у склі;
- у машинобудуванні і приладобудуванні для дослідження методом фотопружності напружень у деталях машин і спорудах;
- у медицині, у хімічній, харчовій, фармацевтичній промисловості для визначення концентрацій розчинів.

Поляризаційні пристрої отримали поширення також при вивченні ряду явищ електричних і магнітних полів.





# *Ефект поляризації світла*



*неполяризоване світло*

*поляризоване світло*



# Лекція 10

## Хвильова оптика

1. Інтерференція світлових хвиль
2. Принцип Гюйгенса - Френеля. Дифракція Френеля. Дифракція Фраунгофера.
3. Дифракція на кристалічній решітці. Голографія.
4. Поляризація світла.