

**МІНІСТЕРСТВО ВНУТРІШНІХ СПРАВ УКРАЇНИ  
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ВНУТРІШНІХ СПРАВ  
КРЕМЕНЧУЦЬКИЙ ЛЬОТНИЙ КОЛЕДЖ**

**Циклова комісія економіки, соціально-гуманітарних та  
фундаментальних дисциплін**

**ТЕКСТ ЛЕКЦІЇ**

з навчальної дисципліни «Фізика»  
обов'язкових компонент  
освітньо-професійної програми  
першого (бакалаврського) рівня вищої освіти

**272Авіаційний транспорт  
Оператор безпілотних літальних апаратів**

**за темою - Явища, що пояснюються хвильовими властивостями світла**

**Кременчук 2023**

**ЗАТВЕРДЖЕНО**

Науково-методичною радою  
Харківського національного  
університету внутрішніх справ  
Протокол від 22.02.2024 №2

**СХВАЛЕНО**

Методичною радою  
Кременчуцького льотного  
коледжу Харківського  
національного  
університету внутрішніх справ  
Протокол від 17.01.2024 №6

**ПОГОДЖЕНО**

Секцією науково-методичної ради  
ХНУВС з гуманітарних та соціально-  
економічних дисциплін  
Протокол від 22.02.2024 №2

Розглянуто на засіданні циклової комісії економіки, соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін, протокол від 05.01.2024 №14

**Розробник:**

*Викладач циклової комісії економіки, соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін, Пузир М.С.*

**Рецензенти:**

*1.Доцент кафедри автомобілів та тракторів Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського, кандидат технічних наук, доцент Черниш А.А.*

*2.Начальник відділу організації наукової роботи та гендерних питань КЛК ХНУВС, к.т.н., спеціаліст вищої категорії, викладач-методист Власов С.І.*

## План лекції

1. Інтерференція світла.
2. Інтерференційні картини в тонких пластинках і плівках.
3. Інтерференція в клиноподібних плівках. Кільця Ньютона.
4. Явище дифракції.
5. Дифракція на щілинах.
6. Дифракційний спектр.

## Рекомендована література:

### Основна

1. Дмитрієва В. Ф. Фізика: навчальний посібник / В. Ф. Дмитрієва. – К.: Техніка, 2008. – 608 с.

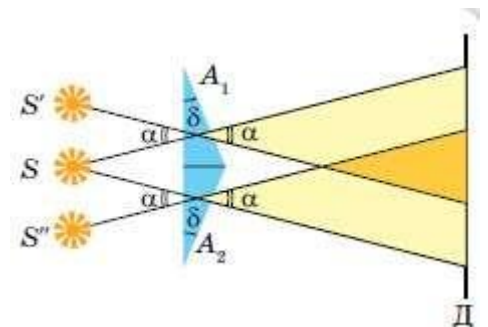
### Додаткова

2. Курс фізики : навчальний посібник / [Зачек І. Р., Кравчук І. М., Романишин Б. М., Габа В. М., Гончар Ф. М.]. – Львів : Видавництво «Бескид Біт», 2002. – 376 с.
3. Волков О. Ф. Курс фізики ; у 2-х т. – Т.1: Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка. Електростатика. Постійний струм. Електромагнетизм : навчальний посібник для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів / О. Ф. Волков, Т. П. Лумпієва. – Донецьк : ДонНТУ, 2009. – 224 с.
4. Волков О. Ф. Курс фізики ; у 2-х т. – Т.2: Коливання і хвилі. Хвильова і квантова оптика. Елементи квантової механіки. Основи фізики твердого тіла. Елементи фізики атомного ядра : навчальний посібник для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів / О. Ф. Волков, Т. П. Лумпієва. – Донецьк: ДонНТУ, 2009. – 208 с.
5. Збірник задач з фізики : навчальний посібник / [Лопатинський І. Є., Зачек І. Р., Серeda В. М., Крушельницька Т. Д., Українець Н. А.]. – Львів : Видавництво Національного університету «Львівська політехніка», 2003. – 124с.

## Текст лекції

### 1. Інтерференція світла.

Як ми знаємо, хвилям будь-якої природи притаманні однакові властивості. Так, явище інтерференції, яке ми розглядали на прикладі механічних хвиль, властиве й електромагнітним, зокрема світловим. Пригадаймо: *інтерференцією* називається додавання в просторі двох і більше хвиль, за якого відбувається постійний у часі розподіл амплітуд результируючих коливань. Для її отримання необхідне виконання деяких умов.



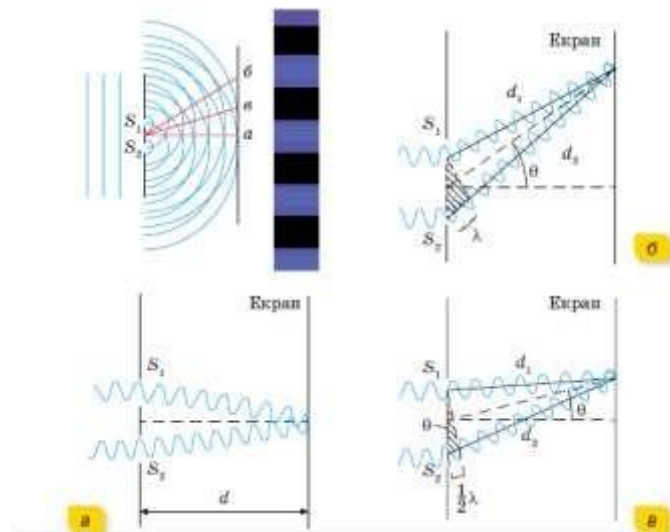
З'ясуємо їх. Щоб інтерференційна картина була стійкою, потрібні узгоджені хвилі, тобто такі, що мають однакові довжини й сталу різницю фаз у будь-якій точці простору. Хвилі, які відповідають цим умовам, називають *когерентними*, відповідно когерентними називають і джерела, які їх випромінюють. Для одержання когерентних джерел світла вдаються до штучного прийому: пучок світла від одного джерела розділяють на два або кілька пучків, які йдуть різними шляхами, і в подальшому зводяться й накладаються один на одний. Якщо ці пучки пройдуть різну відстань, то між ними виникне різниця фаз. У разі накладання таких пучків і виникає стійка інтерференційна картина. Уперше такий метод використав французький фізик Огюстен Френель (1788–1827). На малюнку наведено схему досліду Френеля для одержання когерентних джерел світла за допомогою так званої біпризми Френеля. Існують інші способи отримання когерентних джерел світла.

### Умови мінімумів і максимумів інтерференційної картини.

Уперше явище інтерференції дослідив Томас Юнг (1773–1820) (йому належить і термін «інтерференція»). Юнг також першим виміряв довжину світлової хвилі. У своїх дослідах Юнг використав сонячне світло, спрямовуючи його крізь дві щілини  $S_1$  та  $S_2$ . До речі, метою проведення досліду була перевірка припущення про корпускулярну природу світла. Якщо світло є потоком частинок, то на екрані повинні спостерігатися дві яскраві лінії. Проте Юнг побачив цілу серію яскравих і темних ліній. Щоб зрозуміти, яким чином виникає інтерференційна картина на екрані, скористаємося серією малюнків

На малюнках зображено монохроматичні хвилі довжиною  $\lambda$ , які проходять крізь дві щілини  $S_1$  та  $S_2$ . За щілинами хвилі поширюються в усіх напрямках. Ми ж розглядатимемо тільки три напрямки —  $a$ ,  $b$  та  $v$ . На малюнку  $a$  зображено хвилі, які потрапляють у центр екрана, на малюнках  $b$  і  $v$  — падають на екран під різними кутами. Кожна з хвиль проходить певну відстань. Розрізняють звичайну довжину пройденого шляху  $l$  та оптичну  $d$ . Для вакууму ці довжини однакові. Для довільного середовища *оптична довжина шляху*  $d$  — це величина, що визначається добутком фактичної довжини шляху світлової хвилі в даному середовищі (геометричної довжини) та абсолютного показника заломлення цього середовища,  $d = nl$ . Від того, якою буде оптична різниця ходу між двома хвилями  $\Delta d = d_1 - d_2$ , залежить амплітуда результуючої хвилі. У першому випадку  $a$  від кожної з двох щілин хвилі проходять однакові відстані  $d_1 = d_2$  та досягають екрана в одній фазі. У цьому разі амплітуда результуючої хвилі подвоюється і спостерігається підсилення світла (світла лінія). Таке саме підсилення спостерігається й у випадку, коли різниця ходу двох хвиль  $d_1 - d_2$  буде кратною довжині хвилі.

Якщо ж одна із хвиль проходить додаткову відстань, яка дорівнює половині хвилі, півтори хвилі й т. д., тобто різниця ходу  $d_1 - d_2$  становить непарне



число півхвиль, то обидві хвилі потраплять на екран у протифазі й «погасять» одна одну, оскільки результуюча амплітуда дорівнюватиме нулю. Можливий і ще один випадок (на малюнку не показано), коли різниця ходу дорівнює не цілому числу півхвиль. У цьому разі хвилі придуть з різними фазами й будуть або підсилювати, або послаблювати одна одну. Амплітуда результуючої хвилі буде мати проміжне значення між нулем і подвійною амплітудою. Узагальнення розглянутих випадків має назву умов максимуму та мінімуму інтерференції. Так, щоб отримати *максимум інтерференційної картини* (підсилення), необхідно, аби оптична різниця ходу  $\Delta d$ , дорівнювала нулю (мал. а) або парному числу півхвиль (мал. б),

$$\Delta d = d_2 - d_1 = 2k \frac{\lambda}{2}, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3 \dots$$

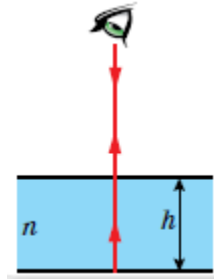
*Мінімум інтерференційної картини* (послаблення) спостерігається в точках, для яких хвильова різниця ходу дорівнює непарному числу півхвиль (мал. в),

$$\Delta d = d_2 - d_1 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3 \dots$$

По суті, інтерференційна картина — це незмінний у часі розподіл амплітуд інтерферуючих хвиль. Розглядаючи інтерференційну картину, ми вказали, що на щілини падають монохроматичні хвилі довжиною  $\lambda$ . Вигляд інтерференційної картини залежить від довжини хвиль. Так, якщо на установку спрямувати світло іншого кольору (іншої довжини хвилі), то спостерігатиметься аналогічна картина, але відстані між світлими й темними смугами будуть іншими. Наприклад, для червоного світла відстані між смугами виявляться більшими, ніж за освітлення зеленим або синім. А що ж ми спостерігатимемо на екрані, освітлюючи його білим світлом? У цьому разі в центрі буде видно білу світлу смугу, а по обидва боки від неї — кольорові смуги, забарвлені всіма кольорами райдуги: від фіолетового (який розташований ближче до центра екрана) до червоного. (Спробуйте самотійно пояснити, чому у випадку білого світла спостерігаються різнокольорові смуги й чому на деякій відстані від центра екрана смуги зникають, а екран стає рівномірно освітленим.) З'ясуймо ще одне питання. Як відомо, електромагнітні хвилі (зокрема й світлові) несуть енергію. Що ж відбувається із цією енергією, коли хвилі гасять одна одну? Можливо, ця енергія перетворюється на інші види й у мінімумах інтерференційної картини виділяється теплота? Ні. Мінімум у даній точці інтерференційної картини означає, що енергія сюди зовсім не надходить. Унаслідок інтерференції енергія перерозподіляється в просторі. Вона концентрується в максимумах, не потрапляючи в мінімуми.

### Інтерференція в тонких плоскопаралельних пластинках.

У природних умовах інтерференцію світла можна спостерігати на тонких мильних бульбашках, на плівках бензину, розлитому на мокрому асфальті. Спочатку з'ясуємо, як утворюється інтерференційна картина за освітлення тонкої плоскопаралельної пластинки. Розглянемо випадок, коли інтерференція спостерігається у відбитому світлі, тобто спостерігач дивиться на пластинку згори, і вважатимемо, що хвилі падають на пластинку перпендикулярно.



Оптична різниця ходу інтерферуєчих променів дорівнюватиме  $2dn$ , де  $d$  — товщина пластинки,  $n$  — абсолютний показник заломлення речовини пластинки. Така різниця ходу зумовлена тим, що відбитий від нижньої поверхні пластинки промінь світла проходить зайвий шлях, що дорівнює подвійній товщині пластинки. Далі слід ураховувати той факт, що в оптиці, як і у випадку механічних хвиль, під час відбиття променів від оптично більш густого середовища втрачається півхвилі, а в разі відбиття від середовища оптично менш густого втрати півхвилі не буде. У розглядуваному випадку півхвиля втрачається під час відбиття від верхньої поверхні. Отже, оптична різниця ходу становить

$$2dn + \frac{\lambda}{2}$$

Максимальне підсилення у відбитому світлі буде тоді, коли оптична різниця ходу дорівнює парному числу півхвиль. Отже, умова максимального підсилення інтерферуєчих хвиль для пластинки, коли інтерференцію спостерігають у відбитому світлі, визначається співвідношенням

$$2dn + \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}, \text{ де } m = 1, 2, \dots$$

Отже, умова максимального ослаблення світла визначається співвідношенням

$$2dn + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \text{ де } m = 1, 2, \dots$$

Якщо дивитись на пластинку в *прохідному світлі*, тобто знизу, то ці умови міняються місцями. Якщо монохроматичні промені падають на поверхню пластинки під кутом  $\alpha$  (мал. а), то різниця ходу між інтерферуєчими променями змінюється.

Для променів 1 і 2 вона дорівнює

$$(AB + BC)n + \frac{\lambda}{2} \quad (\text{мал. б})$$

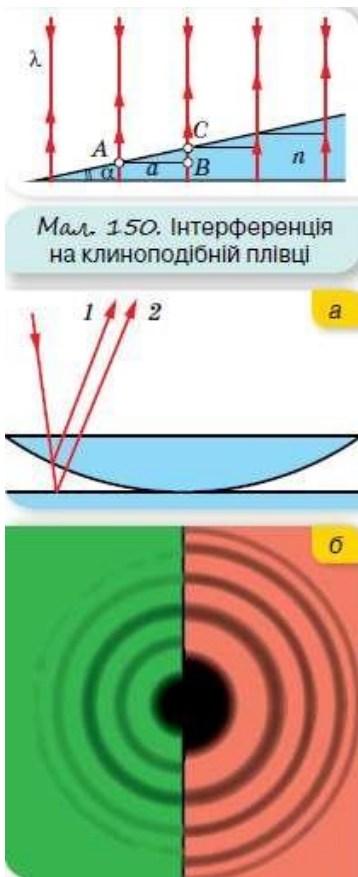
Тут треба зважати, що згідно з принципом Гюйгенса  $AC$  є положенням фронту хвилі в момент відбивання променя 2 в точці  $C$  (тобто  $AC \perp AB$ ). Можна довести, що зі збільшенням кута падіння оптична різниця ходу зменшується. Це означає, що під час повороту пластинки відносно променів вона по чергову здаватиметься то темною, то світлою. Якщо пластинку освітлювати білим



світлом, то внаслідок інтерференції для одних променів з однаковими довжинами хвиль отримується підсилення, а для інших хвиль з довжинами — послаблення. Тому пластинка здаватиметься спостерігачеві забарвленою в колір, який близький до кольору променів, що максимально підсилюють один одного.

Зрозуміло, що, повертаючи пластинку відносно променів, спостерігатимемо зміну її забарвлення. Підкреслимо ще раз, що все викладене стосується випадку, коли на пластинку падають паралельні промені.

### Інтерференція в клиноподібних плівках. Кільця Ньютона.



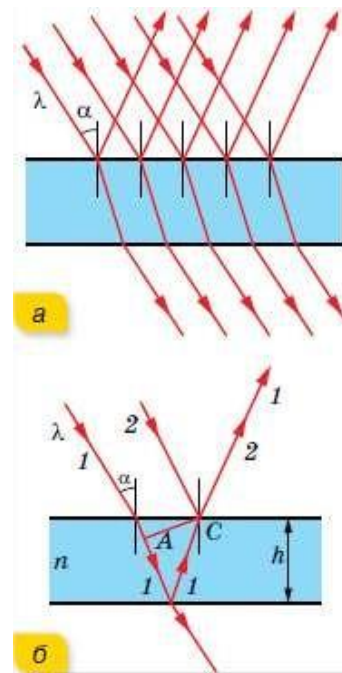
З'ясуємо особливості

інтерференції світла в клиноподібній плівці з дуже малим кутом  $\alpha$  і показником заломлення речовини  $n$ . Будемо освітлювати плівку паралельними монохроматичними хвилями, які перпендикулярні до однієї з граней клина. На поверхні грані чергуються темні та світлі смуги, паралельні гострому ребру клина. Пояснимо їх утворення. На малюнку зображено хід інтерферуючих променів у клині (оскільки кут  $\alpha$  малий, то промені, відбиті від двох граней клина, практично паралельні). З віддаленням від ребра клина їх різниці ходу збільшуються. Нехай у точці  $A$  буде максимальне підсилення світла. Тоді на деякій відстані  $a$  від точки  $A$  буде наступна точка  $B$ , у якій, унаслідок збільшення товщини клина, знову буде максимальне підсилення світла, відповідно при цьому різниця ходу повинна зростати на  $\lambda$ . Тобто оптична різниця ходу  $2BC \cdot n$  має дорівнювати  $\lambda$ . З малюнка видно, що  $BC = a \tan \alpha$ , тому  $2na \tan \alpha = \lambda$ . Для малих кутів тангенс кута можна вважати таким, що дорівнює самому куту, вираженому в радіанах,

тому дістанемо

$$2\alpha an = \lambda, \text{ звідки } a = \frac{\lambda}{2n\alpha}$$

Неважко зрозуміти, що наступна світла смуга буде на відстані  $a$  від точки  $C$  і т. д. Це означає, що інтерференційні смуги в описаному випадку розміщуються на однакових відстанях одна від одної. Зі збільшенням кута  $\alpha$  відстань між світлими (або темними) смугами зменшується. Якщо кут  $\alpha$  у плівки поступово зменшувати, то інтерференційні смуги розсуватимуться, і коли грані плівки стануть паралельними, смуги зовсім зникнуть. Зі збільшенням кута  $\alpha$  смуги зближуються і для кута близько  $1^\circ$  накладаються одна на одну.



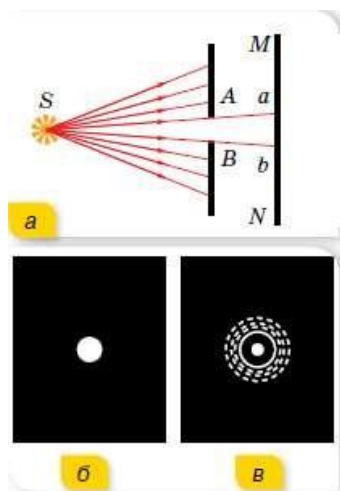
іншими  
той

Клиноподібний повітряний простір можна отримати, якщо на плоскопаралельну пластинку покласти плоскоопуклу лінзу (мал. а). Якщо освітити таку систему паралельними монохроматичними променями так, щоб вони падали перпендикулярно до плоскої поверхні лінзи, то у відбитому світлі буде добре видно чергування світлих і темних кілець, які називають «кільцями Ньютона». У цьому разі інтерферують промені, що відбиваються від кривої поверхні лінзи й від поверхні пластини. Для нормального падіння променів на плоску поверхню лінзи оптична різниця ходу приблизно дорівнює подвійній товщині повітряного шару між лінзою та пластиною,  $2hn$ .

Зверніть увагу на те, що перша хвиля відбивається від межі скло—повітря, а друга — від межі повітря—скло. Тому в другому випадку відбувається зміна фази коливань відбитої хвилі на  $180^\circ$ , що відповідає збільшенню різниці ходу на  $\lambda/2$ .

На малюнку б зображено вигляд кілець Ньютона у відбитому світлі (у прохідному світлі в центрі розташовується світла пляма) для хвиль зеленого та червоного кольорів. Як видно, з віддаленням від центра кільця зближуються. Це пояснюється тим, що в цьому напрямку зростає кут повітряного клина (мал. а). До того ж радіус кілець залежить від довжини падаючої хвилі. Як саме — висновок зробіть самостійно (мал. б).

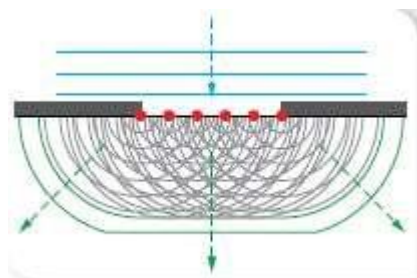
### Явище дифракції.



Ознайомимося ще з одним хвильовим явищем — дифракцією.

*Дифракція* — явище огинання хвилями перешкод. Спостерігати дифракцію світла не так легко. Річ у тім, що хвилі відхиляються від прямолінійного поширення на помітні кути лише на перешкодах, розміри яких порівняні з довжиною світлової хвилі. Тому для перешкод великих, порівняно з довжиною хвилі, дифракцію можна спостерігати на значній відстані від перешкоди. Якщо від джерела  $S$  пропустити пучок світла крізь отвір  $AB$  (мал.), то на екрані дістанемо світлу пляму. Діаметр цієї плями відповідає ширині світлового пучка, що падає на екран

(мал. б). Зменшуючи отвір  $AB$ , ми спостерігатимемо, що зменшується і пляма, тобто звужується пучок світла. Проте, починаючи з деякого розміру отвору, подальше його зменшення спричинює збільшення плями! Водночас пляма втрачає чіткість, вона розширена й нерівномірно освітлена (мал. в). На екрані з'являються світлі й темні кільця, що чергуються та займають ділянку, значно більшу, ніж це виходить з



геометричних побудов, які ґрунтуються на законі прямолінійного поширення світла. Змінюючи діаметр отвору, можна отримати в центрі дифракційної картини або темну, або світлу пляму. На малюнку показано дифракційні картини від *тонкої дротини та круглого диска*. Повернімося знову до досліду Юнга. Саме внаслідок дифракції з

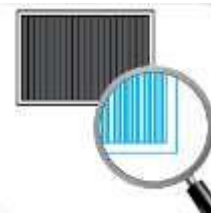




двох щілин виходили світлові конуси, які частково перекривались і утворювали інтерференційну картину. Досліджував явище дифракції Огюстен Френель. Він побудував кількісну теорію дифракції, яка дає можливість у принципі розрахувати дифракційну картину, що виникає внаслідок огинання світлом будь-яких перешкод. Цих успіхів Френель досяг, об'єднавши принцип Гюйгенса із припущенням про інтерференцію вторинних хвиль. Згідно з ідеями Френеля, *хвильова по-верхня в будь-який момент часу є не просто обвідною вторинних хвиль (як за принципом Гюйгенса), а результатом їх інтерференції* (мал.).

## 5 Дифракція на щілинах.

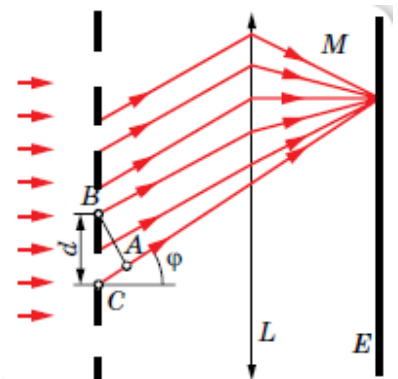
Щоб дифракційна картина була більш світло пропускають не крізь одну чи дві кілька паралельних щілин. У цьому разі, крім відбувається і явище інтерференції, оскільки йдуть від усіх щілин, будуть когерентними. Пристрій називають дифракційною ґраткою пластинка, на яку нанесено паралельні штрихи з проміжками (щілинами) між ними.



вираженою, щілини, а крізь явища дифракції, промені, які Відповідний (мал). Це тонка

Ширина щілини зі штрихом позначається  $d$  і називається *сталюю ґратки*, або *періодом ґратки* (мал).

Паралельний монохроматичний пучок хвиль, перпендикулярних до площини ґратки, пройшовши крізь щілини, завдяки дифракції буде розбіжним пучком променів, що поширюватимуться в усіх напрямках. При цьому підсилення цих хвиль унаслідок інтерференції можливе тільки в певних напрямках. З'ясуємо, в яких саме. Нехай на ґратку падає плоска монохроматична хвиля довжиною  $\lambda$ . Оптична різниця ходу між хвилями від країв сусідніх щілин дорівнює довжині відрізка  $AC$  (мал.), який можна визначити з трикутника  $ABC$ :



$$AC = dn \sin \varphi$$

Як відомо, якщо на цьому відрізку вміщується парне число півхвиль (або ціле число довжин хвиль), то хвилі від усіх щілин, додаючись, підсилюють одна одну, і в точці  $M$  спостерігатиметься максимум інтерференції. Отже, умовою максимуму є рівність

$$dn \sin \varphi = k\lambda$$

Оскільки для повітря  $n = 1$ , то отримане співвідношення записують так:

$$d \sin \varphi = k\lambda$$

Зазначимо, що на малюнку показано інтерферуючі промені, які йдуть від краю кожної щілини. Зрозуміло, що промені, які йдуть від будь-якої іншої точки щілини (наприклад, із центра) інтерферують з аналогічними променями від інших щілин. Що більше щілин має ґратка і ближче вони розміщені одна до одної, то яскравіші максимуми й ширшими мінімумами вони розділені.

## 6 Дифракційний спектр.

Утворену на екрані картину називають *дифракційним спектром* (мал.). Кожному значенню коефіцієнта  $k$  відповідає своя лінія (максимум освітленості), тому його ще називають *порядком*. Між максимумами розміщуються мінімуми освітленості. Якщо  $k = 0$ , то по центру ґратки в напрямку  $\phi = 0$  спостерігається світла смуга — максимум нульового порядку — для будь-якої довжини хвилі. З обох боків від нього на однакових відстанях видно менш яскраві максимуми першого порядку, потім ще менш яскраві максимуми другого порядку і т. д. Усі ці максимуми розміщені на однакових відстанях один від одного. Якщо на цю саму ґратку направити монохроматичне світло більшої довжини хвилі, то максимуми розмістяться рідше, тобто для того самого значення  $k$  максимум буде лежати далі від центрального. Оскільки місце максимумів (крім центрального, що відповідає  $k = 0$ ) залежить від довжини хвилі, то ґратка розкладає *біле* світло в кольоровий спектр (мал. б). З обох боків від центральної білої лінії максимуми розміщуються в порядку зростання довжин хвиль (від фіолетового до червоного).



З формули  $d \sin \phi = k\lambda$  видно, що для вимірювання довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної ґратки треба виміряти тільки кут  $\phi$  для даного значення  $k$ , оскільки  $d$  завжди відоме. Кут можна виміряти з великою точністю, отже, велику точність буде забезпечено і для визначення довжини хвилі. Зазначимо: що меншим є період ґратки, то точнішим буде результат вимірювання  $\lambda$ . Дифракційну ґратку використовують для визначення складу світлового випромінювання будь-якої природи. Зі збільшенням загальної кількості щілин у ґратці зменшується ширина максимумів на екрані, що дає змогу бачити на ньому як окремі смуги максимуми променів з меншою різницею їхніх довжин хвиль. Говорять, що збільшення загальної кількості щілин у ґратці підвищує її *роздільну здатність*. Нині виготовляють ґратки, в яких на одному міліметрі нанесено понад тисячу штрихів, а загальна їх кількість у ґратці досягає ста тисяч.

Цікаву картину можна побачити на екрані, якщо на шляху світлових променів помістити дві однакові схрещені ґратки, тобто повернуті так, що їхні щілини взаємно перпендикулярні. Ми побачимо окремі світні плями. Коли періоди решіток різні й розміщені вони не впритул, то утворюється складніша система плям. Виявляється, що, аналізуючи розміщення плям на екрані в таких випадках, можна визначити відстань між ґратками та їх період. Це дало змогу дізнатися про розміщення атомів у кристалічних ґратках багатьох твердих тіл.