

Ч. 38.

На правах рукопису  
[53(02)]

**Борис Лисянський**

Асистент при катедрі фізики й лектор фізики Української Господарської Академії  
в Чехословацькій Республіці

# **Курс лекцій по фізиці**

**Частина II.**

**Теорія хвильстого руху.  
Акустика. Оптика.**



**1923**

**Подебради**

Видання „Видавничого Т-ва при Українській Господарській Академії в Ч. С. Р.“

Boris Lyssjanski.

53(02)]

Assistant à la chaire de physique et lecteur de  
physique à l'Academie Ukrainienne d'Economie  
rurale à Podebrady près de Prague

# Cours de Physique

---

Борис Лисанський

демонт при патедрі фізики і астмф фізики  
Української Господарської Академії в У.С.Республ.

Курс  
лекцій по фізиці  
Част. II. Акустика. Оптика.

1923

м. Подебради.

Вид. „Вид. М-ва при У.Г.А“ № 38.

---

---

Лієгографовано 150 примірн.

---

---

# Вступ до акустичного та оптического

## ХВИЛЯСТИЙ РУХ.

§ 1. В першій частині нашого курсу ми ознайомилися з МОЛЕКУЛЯРНИМИ СИЛАМИ, що стало дієм по-між часточками всіх матеріальних тіл. Акцією цих сил ставиться й визначається стан скучності кожного тіла. З найбільшою інтенсивністю, як про це ми вважали, молекулярні сили виявляють себе в тілах твердих та рідких. Усі ті опори, які названі тіла ставлять всіляким змінам їхнього обсягу або форми, є реальним виявом акції молекулярних сил. Такий вияв, як показує досвід, може бути подвійний: з одного боку ми маємо СИЛИ ПРИТЯГАННЯ, з другого - СИЛИ ВІДПИХАННЯ /першими з них ставиться опір ростяганню тіла, другими - опір його стисненню/. Яко вислід діяння цих і других сил повстає ПРУЖИВОСТЬ тіл. У висліді останньої молекули при всякий зміні в первісному їх взаємному розташуванні намагаються до нього вернутися. Молекулярні сили, якими ставиться ця акція, називаються в такому разі СИЛАМИ ПРУЖИВИМИ. Пруживі сили зникають в даному тілі тоді, коли всі його молекули осягають стану сталої рівноваги. При всякому збільшенні нормальноговіддалення по-між молекулами, виявляють себе сили притягання, при всякому зменшенні - сили відпіхання. Величина пружової сили зростає пропорціонально до величини відхилення молекул від положення рівноваги. Отже ця сила визначається виразом  $f = kx$ . /1/

а такий вираз показує /§ 58 Част. I/ що ПІД ВІЛИВОМ ПРУЖИВОЇ СИЛИ МОЛЕКУЛИ ТІЛА ДОВЕРШУЮТЬ ПРОСТОЛІНІЙ ГАРМОНИЧНИЙ РУХ. Через те, що відхилення кожної часточки відбувається згідно деякого середнього її положення, такі відхилення ми называемо ДРОГАННЯМИ часточек, а самий рух - РУХОМ ДРОГАЮЧИМ. Протяг часу, за який відбувається одне повне дрогання, ми назовемо періодом останнього, максимальну вартість ВІДХИЛЕНИЯ часточки назовемо АМПЛІТУДОЮ або РОЗМАХОМ дрогання. При даній величині відхилення  $\delta$  період дрогання  $T$  залежатиме, як показує вираз /I/, від вартості коефіцієнта  $k$ . Зі сказаного слідує, що дрогачий рух підпадає всім тим правилам, які було нами встановлено для руху гармонічного, /§ 58 Ч. I/. Таким чином будемо казати також про ЧАСТОТУ дрогань ( $n = \frac{1}{T}$ ) та про ФАЗУ дрогачого руху ( $\varphi = 2\pi \frac{x}{T}$ ).

Часточка маси  $m$ , яка бере участь в гармоничному дрогачому русі, в момент проходження свого через положення рівноваги має кінетичну енергію  $J$ , що визначається виразом

$$J = \frac{mv^2}{2}, \text{ або } J = \frac{2\pi^2 a^2}{T^2} m$$

/2/

де  $a$  є амплітуда руху.

Вираз /2/ показує, що ЕНЕРГІЯ ГАРМОНИЧНОГО ДРОГАЮЧОГО РУХУ ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КВАДРАТУ ЙСГО АМПЛІТУДИ.

§ 2. Для величини відхилення  $\delta$  точки, що довершує гармоничний рух, ми свого часу /§ 58/ дали вираз

$$\delta = a \sin 2\pi \frac{x}{T}$$

/3/

де  $a$  є амплітуда дрогання а  $x = 2\pi \frac{x}{T}$  означає фазу останнього. Та-

є Це ми маємо трактувати в той спосіб, що при взаємному віддаленні молекул сили притягання зростають скоріше, ніж сили відпіхання, при наближенні ж їх - навпаки зростають сили відпіхання.

ким чином як що данна точка  $M$  рис. I/ довершує гармоничний дрогочий рух з довжиною пристої  $\lambda$  з амплітудою  $a = \overline{OA} = 08$  та періодом  $T$  і в початковий момент  $t = 0$  перебуває в положенні рівноваги - точці  $O$ , то відхилення її  $s = 0m$  від названого положення в момент часу  $t$  окреслиться наведеним взором /3/. Як що в початковий момент точка  $M$  не знаходилася в положенні рівноваги, то точці  $O$  і початкова фаза цього руху була відмінною від нуля ( $\varphi = \theta$ ), вираз /3/ перетворюється в більш загальний, а саме:

$$s = a \sin\left(2\pi\frac{t}{T} + \theta\right); \quad /4/.$$

Зробивши таке зауваження, перейдемо до розгляду тих випадків коли точка бере одночасову участь в двох гармоничних дрогочих рухах. В першу чергу розглянемо СКЛАДАННЯ ДВОХ ГАРМОНИЧНИХ РУХІВ, ЯКІ ВІДБУВАЮТЬСЯ В ОДНОМУ НАПРЯМКУ І МАЮТЬ ОДНАКОВІ ПЕРІОДИ ДРОГАННЯ. Зазначимо період дрогоань через  $T$ , амплітуду одного руху через  $a$ ; другого через  $b$ ; початкову фазу першого руху через  $\alpha$ ; другого через  $\beta$ ; тоді після взору /4/ матимемо наступні вирази для кожного з відхилень точки  $s$ , та  $s_1$ :

$$s_1 = a \sin\left(2\pi\frac{t}{T} + \alpha\right); \quad s_2 = b \sin\left(2\pi\frac{t}{T} + \beta\right);$$

Зазначимо відхилення ВИСЛІДНОГО дрогочого руху через  $s$ , амплітуду його через  $A$  фазу через  $\gamma$ . Поставимо собі завданням знайти для цієї величини вираз, аналогічний по формі двом попереднім. Уявимо собі, що такий вираз ми вже маємо і що він є:

$$s = A \sin\left(2\pi\frac{t}{T} + \gamma\right);$$

У такому разі матимемо:  $s = s_1 + s_2$ , або:

$$A \sin 2\pi\frac{t}{T} \cos \gamma + A \cos 2\pi\frac{t}{T} \sin \gamma = a \sin 2\pi\frac{t}{T} \cos \alpha + a \cos 2\pi\frac{t}{T} \sin \alpha + b \sin 2\pi\frac{t}{T} \cos \beta + b \cos 2\pi\frac{t}{T} \sin \beta;$$

$$\text{але } (A \cos \gamma) \cdot \sin 2\pi\frac{t}{T} + (A \sin \gamma) \cdot \cos 2\pi\frac{t}{T} = \{a \cos \alpha + b \cos \beta\} \sin 2\pi\frac{t}{T} + \{a \sin \alpha + b \sin \beta\} \cos 2\pi\frac{t}{T}.$$

Останнє рівняння має зберігати силу при всяких залежностях величин  $\gamma$  та  $T$  себ-то з'являється тотожністю; а через те коефіцієнти при  $\sin 2\pi\frac{t}{T}$  та  $\cos 2\pi\frac{t}{T}$  мають бути рівними. Отже напишемо:

$$\begin{cases} A \cos \gamma = a \cos \alpha + b \cos \beta; \\ A \sin \gamma = a \sin \alpha + b \sin \beta; \end{cases} \quad /5/.$$

Взявши квадрати обох частин кожного з цих рівнянь і склавши їх по-між собою, дістанемо:

$$A^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos(\alpha - \beta); \quad /6/$$

Який вираз окреслює ЗАЛЕЖНІСТЬ ПО МІЖ АМПЛІТУДОЮ  $A$  РУХУ ВИСЛІДНОГО ТА АМПЛІТУДАМИ  $a$  ТА  $b$  РУХІВ СКЛАДОВИХ.

Поділивши друге з рівнянь /5/ на перше дістанемо:

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{a \sin \alpha + b \sin \beta}{a \cos \alpha + b \cos \beta}; \quad /7/$$

який вираз окреоляє ЗАЛЕЖНІСТЬ ПО МІЖ ПОЧАТКОВОЮ ФАЗОЮ  $\gamma$  РУХУ ВИСЛІДНОГО ТА ПОЧАТКОВИМИ ФАЗАМИ  $\alpha$  І  $\beta$  СКЛАДОВИХ РУХІВ.

На підставі виразів /6/ та /7/ для величини  $\gamma$  енергії вислідного руху дістанемо вираз:

$$J = f_1^2 + f_2^2 + 2\sqrt{f_1 f_2} \cos(\alpha - \beta); \quad /8/$$

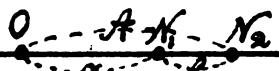
3. Пристосуємо взори /6/ та /7/ до деяких поодиноких випадків:

І РІЖНИЦЯ ПОЧАТКОВИХ ФАЗ ВИНОСИТЬ НУЛЬ /ФАЗИ ОДНАКОВІ/,  $\alpha - \beta = 0$  або загалом  $\alpha - \beta = 2n\pi$  (де  $n$  - ціле число).

В такому разі маємо:

$$\begin{cases} A = a + b; \\ f = \alpha = \beta; \\ J = (\sqrt{f_1} + \sqrt{f_2})^2; \end{cases} \quad /9/$$

себ-то: ВИСЛІДНА АМПЛІТУДА є РІВНА СУМІ АМПЛІТУД СКЛАДОВИХ. /рис. 2/ ФАЗА ВИСЛІДНОГО РУХУ є РІВНА КОЛДІЙ З ФАЗ РУХІВ СКЛАДОВИХ.



$$\alpha = \beta, \text{ вирази } /8/ \text{ та } /6/ \text{ дають}$$

$$\left. \begin{array}{l} A = 2\alpha; (= 2\beta); \\ J = 4f_1; (= 4f_2); \end{array} \right\}$$

/10/

Рис. 2.

Останній з цих взорів показує, що енергія вислідного руху в даному випадку в чотири рази є більшою від енергії кожного з рухів складових.

Свого часу /ф. 58 Ч. I/ ми показали, що графічним образом величини відхилення  $s$  є т.зв. СІНУСОЇДА /рис. 3/. Вигляд такої кривої залежатиме від варостей величин  $\alpha$  та  $\Gamma$ . Двом гармоничним рухам з одинаковими періодами дрогоання  $\Gamma$  та одинаковими амплітудами відповідатимуть дві ідентичні сінусоїди /Ф та 2 рис. 4/. Як що початкові фази обох рухів є одинакові, як то зазначено на рисунку, то вислідний рух матиме той же період  $\Gamma$  і подвійну амплітуду, як то показує взор /10/. Такому руху відповідатиме сінусоїда /3 рис. 4/.



Рис. 3.

2. РІЖНИЦЯ ФАЗ ВИНОСТИТЬ  $\pi$  /фази є взаємно-протилежні/  $\alpha - \beta = \pi$ , або загалом  $\alpha - \beta = (2n+1)\pi$ . В цьому випадку маємо:

$$\left. \begin{array}{l} A = \alpha + \beta; \\ J = (\sqrt{f_1} + \sqrt{f_2})^2; \end{array} \right\} /11/$$

себ-то АМПЛІТУДА ВИСЛІДНОГО РУХУ є РІВНА РІЖНИЦІ АМПЛІТУД РУХІВ СКЛАДОВИХ.

Як-що амплітуди обох рухів є одинакові себ-то  $\alpha = \beta$ , то вирази /11/ дають:

$$\left. \begin{array}{l} A = 0; \\ J = 0; \end{array} \right\} /12/$$

/6/ рівенство:  $\alpha = \beta$  тягне за собою рівенства:  $f_1 = f_2$ ;  $\sqrt{f_1} = \sqrt{f_2}$ . Отже маємо сказати, що ДВА ГАРМОНИЧНІ РУХИ З ОДНАКОВИМИ ПЕРІОДАМИ ТА АМПЛІТУДАМИ АДЕ ПРОТИЛЕЖНИМИ ФАЗАМИ ДАЮТЬ У ВИСЛІДІ ПОВНИЙ СУПОЧИНOK.

Графічно це показано на рис. 5.

3. РІЖНИЦЯ ФАЗ ВИНОСТИТЬ  $\frac{\pi}{2}$ ; ( $\alpha - \beta = \frac{\pi}{2}$ ), або загалі  $\alpha - \beta = (2n+1)\frac{\pi}{2}$ . В цьому випадку маємо:

$$\left. \begin{array}{l} A^2 = \alpha^2 + \beta^2; \\ J = f_1 + f_2; \end{array} \right\} /13/$$

себ-то ЕНЕРГІЯ ВИСЛІДНОГО РУХУ є РІВНА СУМІ ЕНЕРГІЙ РУХІВ СКЛАДОВИХ.

Як що амплітуди обох рухів є одинакові / $\alpha = \beta$ /, то взори /13/ дають

$$\left. \begin{array}{l} A^2 = 2\alpha^2 (= 2\beta^2); \\ J = 2f_1 = 2f_2; \end{array} \right\} /14/$$

себ-то ЕНЕРГІЯ ВИСЛІДНОГО РУХУ є В ДВА РАЗИ БІЛЬШОЮ ВІД ЕНЕРГІЇ КОЖНОГО З РУХІВ СКЛАДОВИХ.

Графічне окреслення характеру вислідного руху в цьому випадку подає рис. 6. При неоднаковості амплітуд дрогоань вислідна крива рис. 6 страже свій правильно-симетрійний вигляд.

Як що складові рухи мають неоднакові періоди, з'явить дуже ускладниться, навіть тоді, коли амплітуди обох рухів є одинакові. Це видно з рис. 7.

Як що при ріжниці фаз  $\frac{\pi}{2}$  одна з фаз виносить нуль / $\alpha = 0$  або  $\beta = 0$ /, ми дістаємо:

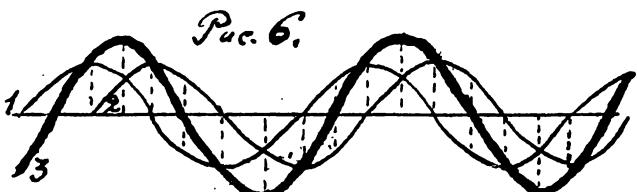


Рис. 6.

або

$$\begin{cases} \beta = \frac{\pi}{2}; \quad t_{gf} = \frac{\alpha}{\omega}; \\ \alpha = \frac{\pi}{2}; \quad t_{gf} = \frac{\omega}{\alpha}; \end{cases} \quad /15/$$

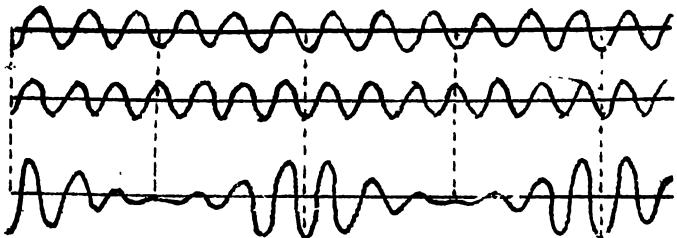


Рис. 7.

§ 4. Розглянемо тепер складання довільної кількості прогоючих рухів все того ж періоду  $T$ . Для кожного з таких виразів ми матимемо:

$$s_i = \alpha_i \sin(2\pi \frac{t}{T} + \alpha_i).$$

Для вислідного руху дістанемо:

$$s = \sum s_i = \sum \alpha_i \sin(2\pi \frac{t}{T} + \alpha_i),$$

як що покладемо.

то аналогічно виразу /5/ дістанемо:

$$\begin{aligned} A \cos \alpha &= \sum \alpha_i \cos \alpha_i \\ A \sin \alpha &= \sum \alpha_i \sin \alpha_i \end{aligned} \quad /16/$$

і далі:

$$t g \alpha = \frac{\sum \alpha_i \sin \alpha_i}{\sum \alpha_i \cos \alpha_i}; \quad /17/$$

$$A^2 = (\sum \alpha_i \sin \alpha_i)^2 + (\sum \alpha_i \cos \alpha_i)^2; \quad /18/$$

§ 5. До цього часу ми вважали, що обидва складові рухи відбуваються здовж усіх тієї ж прямолінійної лінії. Переїдемо тепер до розгляду складання двох взаємно-противовідкинческих рухів однакового періоду  $T$ . Нехай точка  $M$

рис. 8/ бере одночасово участь в двох гармоничних дрігаччих рухах, з яких один зідбувається здовж лінії  $LN$ , а другий — здовж лінії  $PG$ . Амплітуду першого з них зазначимо через  $\alpha$  ( $\alpha = \overline{OM} = \overline{OK}$ ) друого через  $\beta$  ( $\beta = \overline{OC} = \overline{OB}$ ). Величину відхилення точки  $M$  при першому русі визначимо через  $x$  ( $x = \overline{OK}$ ), при другому через  $y$  ( $y = \overline{OK} = \overline{OM}$ ). Ціле з'явіше руху точки  $M$  ми можемо собі уявити так, ніби то сама точка довершує рух здовж лінії  $LN$  по між крайніми положеннями  $A$  та  $B$ , а лінія  $PG$  порушується рівнобічно самій собі по між крайніми положеннями, що визначаються лініями  $FG$  та  $EH$ . У кожний момент часу  $t$  положення точки  $M$  визначатиметься вартостями пари величин  $x$  та  $y$ . Є очевидним,

Рис. 8.

що ці вартості задовільнятимуть умовам

$$0 \leq x \leq \alpha; \quad 0 \leq y \leq \beta;$$

Поставимо собі завдання знайти форму траекторії вислідного руху точки  $M$ . Нехай в початковий момент  $t=0$  складові рухи мали фази  $\alpha$  та  $\beta$ ; тоді ми напишемо:

$$x = \alpha \sin(2\pi \frac{t}{T} + \alpha); \quad y = \beta \sin(2\pi \frac{t}{T} + \beta); \quad /19/$$

Звідкиlia:

$$\left. \begin{aligned} \frac{x}{a} &= \sin 2\pi \frac{t}{T} \cos \alpha + \cos 2\pi \frac{t}{T} \sin \alpha; \\ \frac{y}{b} &= \sin 2\pi \frac{t}{T} \cos \beta + \cos 2\pi \frac{t}{T} \sin \beta; \end{aligned} \right\}$$

120/

Помноживши перше з цих рівнянь на  $\cos \beta$  а друге на  $\cos \alpha$  і виразовавши одне з другого, дістанемо:

$$\frac{x}{a} \cos \beta - \frac{y}{b} \cos \alpha = \cos 2\pi \frac{t}{T} \sin(\alpha - \beta). \quad 121/$$

Помноживши, далі, перше з названих рівнянь на  $\sin \beta$ , а друге на  $\sin \alpha$  і віднявши одне від другого, дістанемо:

$$\frac{x}{a} \sin \beta - \frac{y}{b} \sin \alpha = \sin 2\pi \frac{t}{T} \sin(\beta - \alpha). \quad 122/$$

Взявшись суму квадратів обох частин рівнянь 121/ та 122/, матимемо:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos(\alpha - \beta) = \sin^2(\alpha - \beta). \quad 123/$$

Зазначимо ріжницю фаз  $\alpha$  та  $\beta$  через  $\varphi$  /  $\alpha - \beta = \varphi$  / це означатиме, що точка взяла участь в гармоничному русі здовж лінії  $PQ$  після того, коли у русі здовж лінії  $LK$  вона осягнула фазу  $\varphi$ . Вираз 123/ перепишеться в такому разі наступним чином:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad 124/$$

Станнє рівняння визначає, як відомо ЕЛІПСУ. Осередок останньої буде початок координат, себ-то точка  $O$ . Таким чином приходимо до наступного висновку: ВИСЛІДНИЙ РУХ ТОЧКИ, ЯКА БЕРЕ ОДНОЧАСОВУ УЧАСТЬ В ДВОХ ВЗАЄМНО-ПРЯМОВИХ ГАРМОНИЧНИХ ДРОГАЧИХ РУХАМ ОДНАКОВОГО ПЕРІОДУ, є ВЗАГАЛАІ РУХОМ ЕЛІПТИЧНИМ.

Еліпса, яку закреслює точка при своєму русі, лежатиме внутрі чотиривідомого  $FGHN$ , боки якого будуть до неї дотичними /рис. 9/. При певній ріжниці фаз /  $\alpha - \beta = \varphi$  / точка спочатку бере участь в одному русі і лише після осягнення певного положення  $M_1$  що відповідає фазі  $\varphi$  починає брати участь також і в другому русі; як вислід цього руху точки з простолінійного перетворюється в криволінійний і вона займає низку послідовних положень  $M_1, M_2, M_3, M_4$ , що всі вони розташовані на лінії еліптичній.

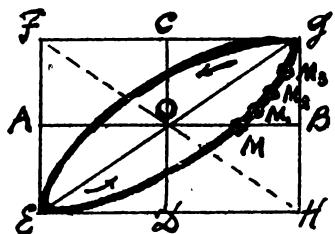


Рис. 9.

§ 6. Вище ми подали загальне правило що-до форми вислідного руху. Переїдемо тепер до розгляду поодиноких випадків.

1. РІЖНИЦЯ ФАЗ ВИНОСИТЬ НУЛЬ /  $\varphi = 0$  /, себ-то обидва рухи точки  $M$  починаються одночасово.

В цьому випадку вираз 124/ перетворюється в такий:

$$\left( \frac{x}{a} - \frac{y}{b} \right)^2 = 0 \quad \text{або} \quad y = \frac{b}{a} x.$$

що дає рівняння ПРОСТОЇ ЛІНІЇ - перекутні  $EJ$  прямокутника  $FGEH$ . Точка  $M$  довершуватиме простолінійний дромацій рух з амплітудою  $A = \sqrt{a^2 + b^2}$ .

Отже відхилення  $s$  вислідного руху після взору 14/ визначиться виразом:

$$s = \sqrt{a^2 + b^2} \cdot \sin(2\pi \frac{t}{T} + \varphi). \quad 125/$$

де  $\varphi = \alpha = \beta$ .

2. РІЖНИЦЯ ФАЗ ВИНОСИТЬ  $\pi$  /  $\varphi = \pi$  /. Точка  $M$  починає брати участь у другому русі в напрямку  $OC$  після того як вона, вийшовши з положення рівноваги відбула дорогу до точки  $B$  і знову вернула до точки  $D$ . В цьому випадку вираз 124/ дає:

$$\left( \frac{x}{a} + \frac{y}{b} \right)^2 = 0, \quad y = -\frac{b}{a} x.$$

що знову дає рівняння ПРОСТОЇ ЛІНІЇ на цей раз уже перекутні  $FH$ .

3. РІЖНИЦЯ ФАЗ ВИНОСИТЬ  $\frac{\pi}{2}$  або  $\frac{3}{2}\pi$  /  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi = \frac{3}{2}\pi$  /.

Вираз /24/ дає в обох цих випадках

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1.$$

себ-то маємо рівняння ЕЛІПСИ вісьми якої є осі координат. Випадок  $\varphi = \frac{3}{2}\pi$  відріжнається від випадку  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  напрямністю руху часточки по еліпсі.

При умові взаємного рівенства амплітуд  $a$  та  $b$  вираз /26/ дає:

$$x^2 + y^2 = a^2$$

/27/;

себ-то дістаємо рівняння КОЛА. Приходимо до наступного дуже важливого висновку: ДВА ВЗАЄМНО-ПРЯМОВІ ГАРМОНИЧНІ ДРОГАЮЧІ РУХИ З ОДНАКОВИМИ ПЕРІОДАМИ ТА АМПЛІТУДАМИ І РІЖНИЦЕЮ ФАЗ  $\frac{\pi}{2}$  АГО  $\pm \frac{\pi}{2}$  ПРИ СВОЮМОУ СКЛАДАННІ ДАЮТЬ РІВНОМІРНИЙ КОЛОВИЙ РУХ. Луч кола, як показує вираз /27/, виноситиме  $a$ , себ-то рівнятиметься амплітуді кожного з рухів складових. Скорість  $v$  рівновірного руху точки  $M$  по колу рівнятиметься  $v = \frac{2\pi a}{T}$ .

Як що періоди  $T_1$  та  $T_2$  двох складових рухів є неоднакові, вислідний рух має траекторію більше складну.

Лінії, які закреслює при цьому точка, мають назvu ЛІНІЙ ЛІСАМУ /Lissajous/. Їхній вигляд залежить як від вартості відношення  $\frac{T_1}{T_2}$ , так і від ріжниці фаз  $\varphi$ . На таблиці рисунка 10 подані фігури Лісажу для двох найпростіших випадків:  $\frac{T_1}{T_2} = 1$  та  $\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{2}$ .

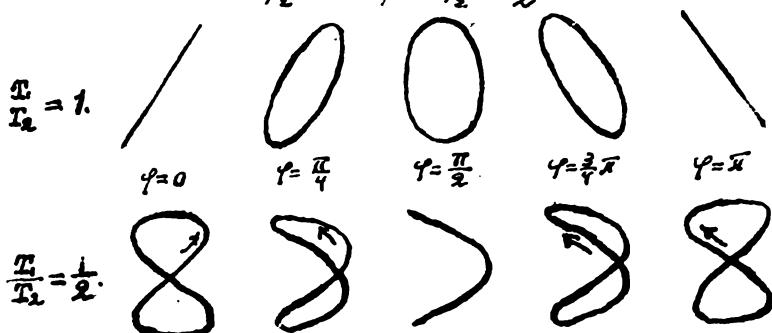


Рис. 10.

сусідніх часточок

$M, M_1, M_2, M_3, \dots$  /рис. II/. Як що часточка  $M$  вийде зі свого положення рівноваги й розпочне якийсь рух, то цим са-ме буде порушенено стан рівноваги й сусідньої точки  $M_1$ . Вис-лідна всіх пруживих сил, що до того для часточки  $M$  виноси-ла нуль, тепер стане величиною від нуля відмінною й через те по упливі певного протягу часу з того моменту як часточка  $M$  розпочала свій рух, прийде у рух також і часточка  $M_1$ .

Вихід останньої з положення рівноваги спричиниться в свою чергу до того, що за певний протяг часу прийде також у рух і точка  $M_2$ ; так само передається рух далі точці  $M_3$  і всім послідовуючим точкам.

Уявимо собі що рух точки  $M$  є рухом ГАРМОНИЧНИМ. Нехай амплітуда цього руху є  $a$ , а період  $T$ . Тоді за протяг часу  $\frac{t}{T}$  точка  $M$  завнає найбільшого відхилення, величина якого виноситиме  $a$  /рис. 12/. За названий протяг ча-

су точка  $M$ , встигне відхилитися на довжину  $s_1$ , де  $s_1 < a$ , точка  $M_1$  на величину  $s_2$ , де  $s_2 < s_1$ , і т.д. Та-ким чином у мент часу  $t = \frac{t}{T}$  певна кількість часточок переїзжатиме вже в стані руху. Очевидчаки конче має знайтись і така часточка, яка в названий мент часу як раз починає виходити зі стану рівноваги. На рисунку, такою часточкою є  $M_4$ . Часточка  $M$  у мент часу  $t = \frac{t}{T}$  змінює знак своєї скорості і через те вартість останньої для неї виносить нуль. Інші часточки матимуть скорості, від нуля відмінні. Найбільшу вартість матиме скорість часточки  $M_4$ . Часточки  $M, M_1, M_2, M_3, \dots$

які зараз беруть участь в нашому русі, в умовах рівноваги були розташовані по простій лінії  $AB$ . Здовж цієї лінії відбувалася також і передача пруживих акцій, а разом з тим і передача самого руху часточок. Такий послідовний рух елементів даного оточення, викликаний акцією внутрішніх пруживих сил, ми назовемо ПРОМІНЕМ. Лінію, здовж якої відбувається передача названого руху, ми називатимемо ЛІНІЄЮ ПРОМІНЯ.

В

A

Рис. 12.

За протяг часу  $\frac{T}{2}$  точка  $M$  верне до свого положення рівноваги на лінії променя  $AB$  /рис. I3/; точка  $M$ , за той же час ссягне найбільшого відхилення  $\alpha$  і роспочне також відворотний рух. Теж буде з точками  $M_1$  та  $M_3$ . Точка  $M_4$  ссягне найбільшого відхилення  $\alpha$  і перебуватиме в тому становиську, в якому в мент  $t = \frac{\pi}{4} T$  знаходилася точка  $M$ .

Скорість цієї точки буде мінімальна - нуль, навпаки скорості точок  $M_1$  та  $M_3$ , до якої за протяг часу  $\frac{T}{2}$  пошириється рух, будуть максимальні; вони будуть рівні по-між собою по величині й протилежні по знаку. Теж саме стосуватиметься й кожної пари часточок  $M_1, M_3$ ;  $M_2, M_4$ ;  $M_5, M_7$ , при чому їхні скорості по абсолютній вартості послідовно малітимуть, наблизуючись до нуля.

Для менту часу  $t = \frac{3}{4} T$  матимемо картину, показану на рис. I4. Часточка  $M$  має найбільше відхилення з другий бік -

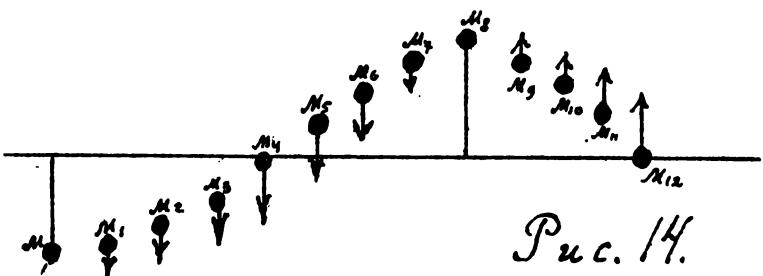


Рис. 14.

звершила три четвертини повного дрогання,

часточка  $M_4$  проходить через положення рівноваги, часточка  $M_8$  має відхилення  $+\alpha$ : рух пошириється до часточки  $M_{12}$ , яка в мент  $t = \frac{3}{4} T$  переходить зі стану супочинку в стан руху.

Для менту  $t = T$  дістаємо картину, подану на рис. I5:

Часточка  $M$  за протяг часу  $T$  завершила одне повне дрогання й роспочинає друге; часточка  $M_4$  завершила три четвертини повного дрогання, часточка  $M_8$  - половину його, ча-

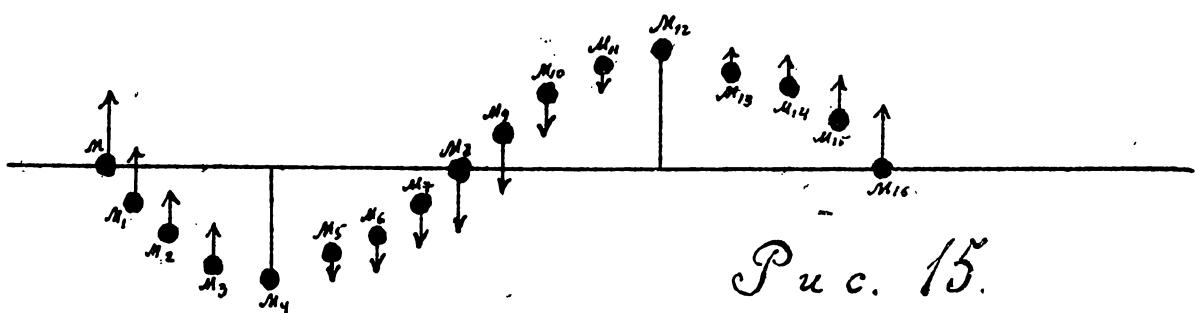


Рис. 15.

сточка  $M_{12}$  - чвертину. Рух пошириється до часточки  $M_5$ , яка в мент часу  $t = T$  виходить зі стану супочинку.

Сукупність часточок  $M$  витворює кричку  $\mathcal{L} N$ , що подає нам образ т.зв. ПЛОСКОЇ ХВІЛІ. Остання складається з двох ПІВХВІЛЬ, з яких одна називається ГОРБОМ, друга - ЗАПАДИНОЮ.

В наведеному прикладі ми розглядали такий рух, при якому дрогання часточек відбувається в напрямках, прямових до напівзмінки поширення руху себто до лінії проміння. Такі дрогання ми назовемо ПОПЕРЕЧНИМИ. Якщо би дрогання відбувалися здовж лінії проміння, ми назвали би їх ПОЗДОВЖНИМИ. В першому з названих випадків ми мали би те, що називається ПОПЕРЕЧНИМ ХВІЛЯСТИМ РУХОМ, в другому те, що має назву ПОЗДОВЖНІГО ХВІЛЯСТОГО РУХУ.

Як видно з рис. I5 за той протяг часу  $T$ , за який часточка  $M$ , що першою роспочала рух, встигла довершити одне повне дрогання, промінь від точки  $\mathcal{L}$  пошириється до точки  $N$ . Це віддалення  $\mathcal{L} N$  ми назовемо ДОВЖИНОЮ ХВІЛІ. Крайні точки  $M$  та  $M_{16}$  перебуватимуть в одинакових фазах. Отже приходимо до такого визначення: ДОВЖИНОЮ ХВІЛІ НАЗИВАЄТЬСЯ ВІДДАЛЕННЯ ПО МІЖ ДВОМА НАЙБЛИЖНИМИ ЧАСТОЧКАМИ, що мають одинакові фази руху.

Можемо сказати також, що ДОВЖИНА ХВІЛІ уявляє собою те віддалення, на яке

ПОШИРЮЄТЬСЯ ХВИЛЯСТИЙ РУХ ЗА ПРОТЯГ ЧАСУ, РІВНИЙ ПЕРІОДУ ПОВНОГО ДРОГАННЯ.

§ 8. - Зазначимо довжину хвилі через  $\lambda$ , скорість поширення хвильного руху через  $v$ . Тоді на підставі останнього визначення матимемо:  $v = \frac{\lambda}{T}$ , або

дістаємо основний ввір хвильного руху. Вираз /28/ показує що ДОВЖИНА ХВИЛІ  $\lambda$  є ТИМ МЕНІШОЮ ЧИМ МЕНШИМ є ПЕРІОД  $T$ , СЕБІ ТО ЧИМ ЧАСТИШЕ ВІДЕУВАЮТЬСЯ ДРОГАННЯ. Через те, що  $T = \frac{1}{n}$  де  $n$  є кількість дрогань на одну секунду, дістаємо ще наступну залежність:

$$v = n \cdot \lambda. \quad /29/$$

що визначає другий основний ввір хвильного руху.

Як що ми, посугодячи з довж лінії проміння, фіксуватимемо послідовно часточки, що перебувають в тих або інших однакових фазах /наприклад /рис. 16/ часточки  $A, A_1, A_2, A_3, A_4$  або  $B, B_1, B_2, B_3, B_4$  або  $C, C_1, C_2, C_3, C_4$ , то кожда з таких часточек буде віддалена від сусідньої на довжину хвилі  $\lambda$ . Отже можемо сказати, що ВІДДАЛЕННЯ ПО МІЖ ДВОМА ЧАСТОЧКАМИ, ЯКІ МАТЬ ОДНАКОВІ ФАЗИ МАЄ ВІНОМІТИ ЦІЛЕ ЧИСЛО ХВИЛЬ / $n$ / АБО ПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВИЛЬ / $\frac{n}{2}$ / . Навпаки ВІДДАЛЕННЯ ПО-МІЖ ДВОМА ЧАСТОЧКАМИ, ЯКІ МАТЬ ПРОТИЛЕЖНІ ФАЗИ МАЄ ВІНОСИТИ НЕ ПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВИЛЬ / $\frac{n+1}{2}$ / . Очевидчаки такі дві точки одночасово проходять мимо через положення рівноваги, але матимуть при цьому скорості протилежних знаків.



Рис. 16.

§ 9. Нехай від точки  $A$  в напрямку  $AB$  поширюється промінь. Примемо лінію  $AB$  за вісь  $X$ -ів, а прямову до неї лінію  $AC$  вважатимемо за вісь  $Y$ -ів. Розглянемо якуюсь часточку  $M$ , що в умовах

рівноваги знаходиться на лінії проміння  $AB$ . В момент часу  $t$ , який ми рахуватимемо від моменту початку дрогань, вона матиме певне відхилення від положення рівноваги і при цьому відійде від лінії  $AB$  на віддалення  $Mx = y$ . Величина  $y$  буде звичайно певною функцією  $t$ , бо в різні моменти часу вартистії її будуть різними; разом з тим названа величина буде також функцією координати  $x$  ( $x = Mx$ ) бо для всього ж моменту відхилення часточек різно віддалених від точки  $A$ , будуть різними; отже загалом матимемо:  $y = f(t, x)$ . Знайдемо вигляд останньої функції. Зазначимо протяг часу, за який промінь пошириється від точки  $A$  до точки  $B$  через  $\tau$ , тоді скажемо, що часточка  $M$  в порівнянні

до часточки  $A$  розпочала свій рух пізніше на  $\tau$  секунд. Отже тоді як для моменту  $\tau$  час перебування в стані руху для часточки  $A$  виноситиме  $\tau$  секунд для часточки  $M$  він має виносити  $\tau - \tau$  секунд. Отже після взору /3/ маємо:

$$y = a \sin 2\pi \frac{\tau - t}{T} = a \sin 2\pi \left( \frac{\tau}{T} - \frac{t}{T} \right). \quad /30/$$

А через те, що при рівномірному русі часи стосуються по-між собою як відповідні дороги, на підставі пропорції:  $\tau : T = x : 1$  вираз /30/ можемо переписати так:

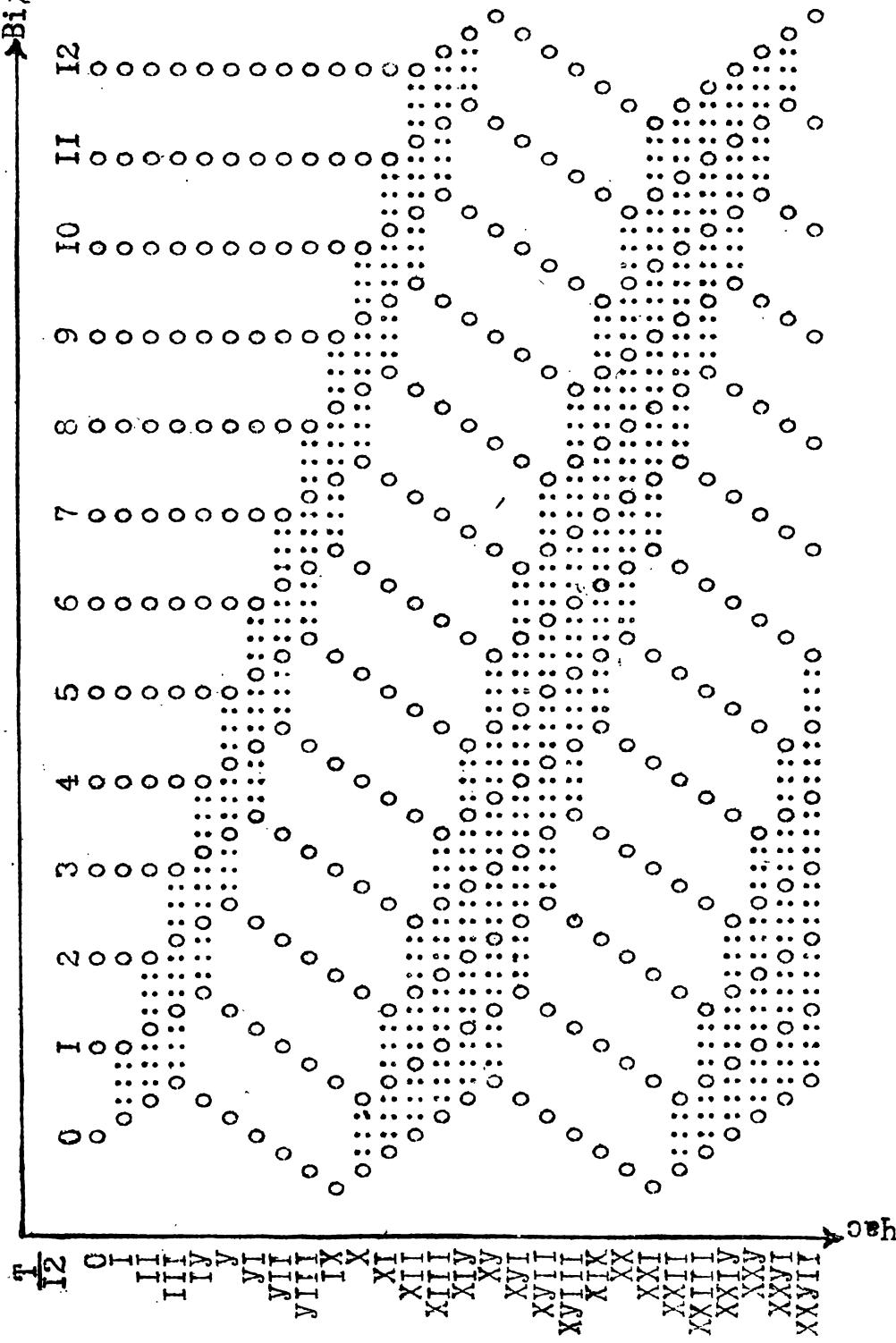
$$y = a \sin 2\pi \left( \frac{\tau}{T} - \frac{x}{1} \right). \quad /31/$$

Останній вираз дозволяє ВІДДАЛЕННЯ ЧАСТОЧКИ  $M$ , що лежить на лінії проміння, ВІД ПОЛОЖЕННЯ ІЇ РІВНОВАГИ, ЯК ЩО ЗАДАНО ВІДДАЛЕННЯ ІЇ ВІД ПЕВНОЇ ПОЧАТКОВОЇ ЧАСТОЧКИ  $A$  ТА ПРОТЯГ ЧАСУ  $\tau$  ВІД ПОЧАТКУ РУХУ ЦІЇ ОСТАННЬОЇ ВЗІР /31/ подає нам т.зв. РІВНЯННЯ ПРОМІНЯ.

§ 10. Ознайомимося тепер більше з поштовхом хвильстим рухом. Графічний аналіз його подає нам таблиця сторінки II. Перший поємний ряд визначає стан супочинку низки часточек, які вказано арабськими цифрами. Кождий з послідовуючих рядів відповідає певному моменту руху, що один від другого відділені інтервалом  $\frac{T}{2}$ . Ряди понумеровані римськими цифрами. Подамо до де-

До § 10.

→ Віддалення.



... - означає місця стисків.

ТАБЛІЦЯ

Поздовжнього хвильстого руху.

кількох рядів необхідні пояснення.

РЯД I. Часточка 0 роспочала рух в напрямку поширення проміння /в правий бік/. Решта часточек знаходяться в супочинку.

РЯД II. Часточка 0 продовжує свій рух. Останній передався часточці I, яка теж почала відхилятися в правий бік. Решта часточек спочивають.

РЯД III. Почала рушитися часточка 2; рух поширився до часточки 3. Часточка 0 осягнула найбільшого відхилення.

РЯД IV. Прийшла в рух часточка 3; рух поширився до часточки 4. Часточка 0 роспочала відворотний рух /в лівий бік/.

РЯД VI. Рух поширився до часточки 6. Часточка 0 прийшла до положення рівноваги.

РЯД IX. Рух поширився до часточки 9. Часточка 0 осягнула найбільшого відхилення в лівий бік.

РЯД XII. Рух поширився до часточки 12. Часточка 0 вернула до положення рівноваги, ДОВЕРШИВШИ ОДНЕ ПОВНЕ ДРОГАННЯ. Часточка 6 проходить через положення рівноваги, довершивши ПІВДРОГАННЯ.

РЯД XXII. Часточка 0 довершила І 1/2 повних дрогань. Часточка 6 довершила одне дрогання; часточка 12 - півдрагання.

РЯД XXIV. Часточка 0 довершила ДВА ПОВНІ ДРОГАННЯ, часточка 6 - півтора, часточка 12 - одне дрогання.

Розглядаючи таблицю, ми бачимо, що при переході від кожного попереднього ряду до ряду наступного заштриховані місця, що відповідають стискам часточек, посувтається з лівого боку до правого, себ-то в напрямку поширення проміння. Теж саме має місце й для неваштрихованих місць, які відповідають ростискам часточек. Рисунок показує, що кождий стиск або ростиск складається з шести інтервалів; отже ті часточки, що матимуть три такі інтервали з одного боку й три з другого, належить вважати за ОСЕРЕДКИ стисків або ростисків. Для ряду XXIV наприклад осередками стисків будуть часточки 0 та 12, осередком ростисків - часточка 6.

ВІДДАЛЕННЯ  $\lambda$  ПО-МІЖ ДВОМА ПОСЛІДОВНИМИ СТИСКАМИ АБО РОСТИСКАМИ НАЗОВЕМО ДОВЖНОЮ ХВИЛІ ПОЗДОВЖНОГО РУХУ. Отже бачимо, що так само, як і при поперечному русі величина  $\lambda$  відповідає віддаленню по-між двома найближчими точками, що мають ОДНАКОВІ фази, а величина  $\frac{1}{2}\lambda$  - віддаленню по-між двома найближчими точками, що мають ПРОТИЛЕЖНІ фази.

З наведеної вище витікає, що для кожної часточки стиск заступає ростиск і навпаки через інтервал часу  $\frac{\pi}{\omega}$ . Взори /28/, /29/, /30/ та /31/, виведені нами для поперечного хвильастого руху, зберігають силу і для руху поздовжнього.

Ф II. Скорість  $v$  поширення хвильастого руху в тому або іншому оточенні має очевидчаки залежати від природи цього оточення. НЬЮТОН для названої величини знайшов наступний вір:

$$v = \sqrt{\kappa \frac{P}{d}} ; \quad /32/$$

себ-то СКОРІСТЬ ПОШИРЕННЯ ХВИЛЬАСТОГО РУХУ В ПЕВНОМУ ОТОЧЕННІ є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КОРІНЯ КВАДРАТОВОГО З ПРУЖНОСТІ ЙОГО  $P$  ТА ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КОРІНЯ КВАДРАТОВОГО З ГУСТОТІ ОТОЧЕННЯ  $d$ .

Величина  $K$  у виразі /32/ означає певну константу. Для воздуху  $K = 1,408$ .

Ф 12. Гарним прикладом, який виразно виявляє всі властивості хвильастого руху, слугує ВОДЯНІ ХВИЛІ. Закони їхнього поширення дослідили вперше брати ВЕБЕР /1825/. Ознайомимся з головними рисами цього явища.

Як що на вільній поверхні води, яка перебуває в стані сталого супочинку, ми кинемо якесь тверде тіло, то помітимо, що наявана поверхня приходить в стан руху й змінює свою рівну, плоску форму. Ця зміна виявляється в тому, що безпосередньо біля того місця, в якому тверде тіло пройшло через водяну поверхню, остання починає підноситися, витворюючи довколо його кільцевий ВАЛ. Такий вал починає тягло збільшувати свої розміри, віддаляючись з певною скорістю від місця збурення, яке служить його осередком. Одночасово з цим внутри названого кільця витворюється друге, що має однаке вже вигляд ЗАГЛИБИНИ, яка повстає в наслідок зниження часточек води згідно первісного їх нормаль-

ного положення. Оонда кільця збільшують свої розміри й тягло посувачься в напрямку від осередку руху зберігаючи при цьому по-між собою контакт. Вслід за заглибиною знову витворюється вал; на зміну якому знову приходить заглибина і т.д. При цьому помірні віддалення по-між двома сусідніми валами чи заглибинами, переведений здовж одного з їхніх лучів, для всіх напрямків дає все ту ж вартість; остання величина буде в два рази більшою від величини такого ж віддалення по-між сусідніми валом та заглибиною. Названі віддалення в значній мірі будуть збережені навіть і тоді коли кільчасті водяні хвилі зі зростом їхніх поперечників ставатимуть все в меншій мірі помітними й майже зовсім зникатимуть.

Сила, під впливом якої відбувається хвильстий рух водяної маси, є СИЛА ТЯГАРУ. Акція цієї сили направлена до того, щоби всі часточки води привести до стану рівноваги, якому відповідає вільна поверхня течії, себто ПОЗЕМА ПЛОЩА. При піднесенні часточок над останньою силою тягару діє ДОДОЛУ, при знищенні часточок зглядно положення рівноваги — вона починає діяти ДОГОРИ. В наслідок акції названої сили часточки води довершують СКЛАДНИЙ ГАМОНИЧНИЙ РУХ, закреслюючи при цьому еліптичні або колові траекторії, що лежать в площах, які проходять через лінію проміння і є прямові до вільної поверхні течії. Такий рух, після зроблених своєчасно зауважень, ми можемо розглядати як вислідний двох простотінніх рухів /одного поздовжнього другого — поперечного/. Картину повстання водяної хвилі подає рис. 18.

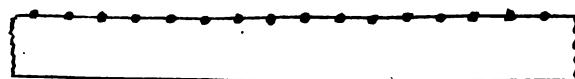
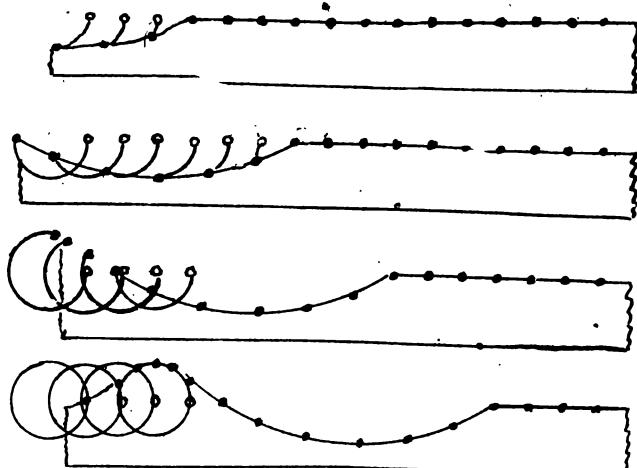


Рис. 18.



Каковими дорогами в такому разі інтерференція повстання та загалом хвилі в газовому оточенні є типовим прикладом поздовжнього хвильового руху. Механізм їхнього утворення ілюструє таблиця сторінки II.

І4. Перейдемо до розгляду з'явлення т.зв. ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ двох хвильстих рухів. Інтерференція повстає тоді, коли два різні проміні в той або інший спосіб взаємно зустрічаються, витворюючи таким чином певний вислідний рух. Такі два проміні. можуть мати різні джерела, себто виходити з двох РІЖНИХ точок, але можуть мати й одне джерело — поширюватися від однієї точки, лише неоднаковою швидкістю. В такому разі інтерференція повстане тоді, коли названі дороги через  $x_1$ , довжину другої через  $x_2$ . Тоді величина  $\delta = x_2 - x_1$ , визначить собою різницю двох доріг, яку ми зовемо РІЖНИМ ХОДУ промінів II та I. Вважатимемо, що ДОПАННЯ ЧАСТОЧОК В ОБОХ ПРОМІННЯХ ВІДЕБУВАЮТЬСЯ У ВСЕ ТІЙ ЖЕ ПЛОЩІ. Нехай пересувення часточок для першого руху буде  $u_1$ , для другого  $u_2$ , а величини амплітуд будуть відповідно  $a$  та  $b$ . Тоді після взору /II/ матимемо два такі вирази:

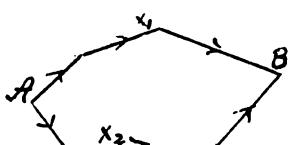


Рис. 19.

На підставі взорів /6/ та /8/ для амплітуди  $A$  та енергії  $J$  вислідного руху дістанемо наступні вирази:

$$A^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cdot \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda};$$

/33/

$$J = f_1 + f_2 + 2\sqrt{f_1 f_2} \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda};$$

/34/

де величина  $f = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$  визначає різницю від двох рухів.

Через те що косинус має граничні вартості +1 та -1 з виразу /33/ са-

чимо, що максимальними та мінімальними варостями будуть: для амплітуди  $A$   $|\alpha+\beta|$  та  $|\alpha-\beta|$ , для енергії  $J$ :

$$(\sqrt{f_1} + \sqrt{f_2})^2 \text{ та } (\sqrt{f_1} - \sqrt{f_2})^2$$

$\cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$  для цілого оточення буде нуль, а через те пересічна вартість величини  $J$  виноситиме:

$$J = f_1 + f_2;$$

Пересічною вартістю величини

себ-то пересічна енергія вислідного проміння рівнятиметься сумі енергій промінів, які дали інтерференцію.

Розв'яжемо тепер де-які поодинокі випадки.

1. АМПЛІТУДИ ОБОХ ПРОМІНІВ є ОДНАКОВІ ( $\alpha = \beta$ );

Тоді матимемо:

$$A^2 = 2\alpha^2(1 + \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}) = 2\alpha^2 \cdot 2 \cos^2 \pi \frac{\delta}{\lambda};$$

$$A = 2\alpha \cos \pi \frac{\delta}{\lambda};$$

або

/35/

$$J = 2f_1(1 + \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}) = 2f_1 \cdot 2 \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

або

$$J = 4f_1 \cos^2 \pi \frac{\delta}{\lambda};$$

/37/

2. РІЖНИЦЯ ХОДУ ДВОХ ПРОМІНІВ ВИНОСИТЬ ПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВИЛЬ.

$$|\delta = 2n \frac{1}{2}|$$

Як видно з рис. 20 в цьому разі кожному горбу або западині одного проміння відповідає горб або западина другого проміння.

З виразів /33/ та /34/ дістанемо:

$$A^2 = \alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta \cos 2n\pi,$$

$$A = \alpha + \beta$$

$$J = (\sqrt{f_1} + \sqrt{f_2})^2$$

або

/38/

і далі

себ-то ПЕРЕСУНЕННЯ ЧАСТОЧКИ є РІВНЕ СУМІ СКЛАДОВИХ ПЕРЕСУНЕНЬ. /рис. 20/.

При рівності амплітуд:  $\alpha = \beta$  дістанемо:

$$\begin{cases} A = 2\alpha \\ J = 4f_1 \end{cases}$$

/39/

3. РІЖНИЦЯ ХОДУ ВИНОСИТЬ НЕ ПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВИЛЬ ( $\delta = (2n+1) \frac{1}{2}$ )

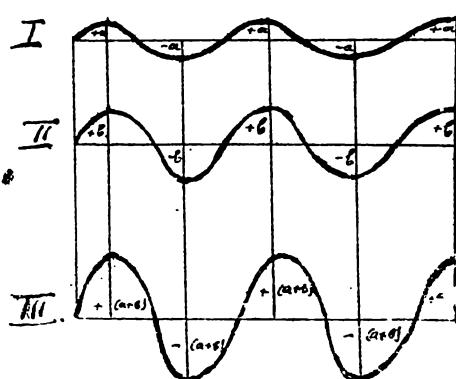


Рис. 20.

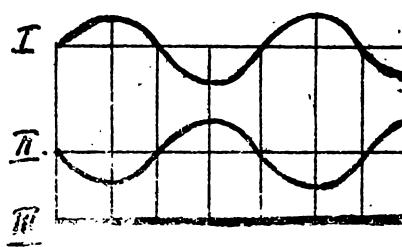


Рис. 21.

Як видно з рис. 21 в цьому разі кожному горбу або западині одного проміння відповідає западина або горб другого проміння. Вирази /33/ та /34/ дають

$$\begin{cases} A = \alpha - \beta \\ J = (\sqrt{f_1} - \sqrt{f_2})^2 \end{cases}$$

/40/

При рівності амплітуд /рис. 21/ дістанемо:

$$\begin{cases} A = 0 \\ J = 0 \end{cases}$$

/41/

себе маємо ПОВНИЙ СУПОЧИНОК.

На підставі наведеного приходимо до такого загального висновку: ПРИ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ДВОХ ПРОМІНІВ АМПЛІТУДА ВІСЛІДНОГО РУХУ МАЄ НАЙВІДЛИВІШУ ВАРТИСТЬ ТОДІ, КОДИ РІЖНИЦЯ ХОДУ НАЗВАНИХ ПРОМІНІВ ВИНОСИТЬ ПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВІЛЬ І НАЙМЕНШУ ВАРТИСТЬ ТОДІ, КОДИ РІЖНИЦЯ ХОДУ ВИНОСИТЬ НЕПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВІЛЬ. ЯК ШО В ОСТАННЬОМУ ВИПАДКУ АМПЛІТУДИ є ОДНАКОВІ, ОБІДВА ПРОМІНІ ВЗАЄМНО-ЗНИЩУЮТЬСЯ І ВІСЛІДОМ ІХНЬОЇ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ є ПОВНИЙ СУПОЧИНОК.

§ 15. Розглянемо тепер інтерференцію двох поперечних хвильстих рухів, дріганих яких мають ВЗАЄМНО-ПРЯМОВІ НАПРЯМКИ. Нехай два проміні з амплітудами  $a$  та  $b$  і періодом  $T$ , відомими інтерференції, поширюються здовж лінії  $AB$ . Нехай далі ріжниця ходу для них виносить  $\varphi$  і ріжниця фаз /усе та-ж для всіх точок проміння/ є таким чином  $\varphi = 2\pi \frac{x}{\lambda}$ .

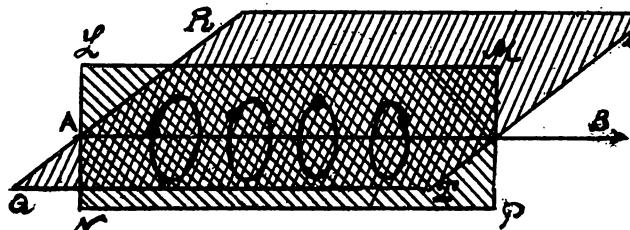


Рис. 22.

Отже, бачимо що внаслідок інтерференції кожда часточка візьме одночасову участь в двох взаємно-прямових гармоничних дрігучих рухах, що матиме своїм віслідом рух ЕЛІПТИЧНИЙ  $\varphi = \frac{1}{2} \pi$ . Всі еліптичні траєкторії часточок мають очевидчики лежати в площах, прямових до лінії  $AB$ . В своєму місці  $\varphi$  ми зазначили, що напрямність еліптичного руху залежить від вартистії величини  $\varphi$ . При

маємо рух ПРОТИЛЕЖНИЙ РУХОВІ СТРІЛКИ ГОДИННИКА /як що дивитися від точки  $B$ /

при  $\pi < \varphi < 2\pi$  або  $\frac{1}{2} < \delta < 1$ , маємо рух ЗГІДНИЙ З РУХОМ СТРІЛКИ ГОДИННИКА. /рис. 22/. При рівності амплітуд:  $a = b$  рух еліптичний перетворюється В РУХ КОЛОВИЙ. При умові  $\varphi = n\pi$  де  $n = 0, 1, 2, \dots$  віслідний рух є ПРОСТОЛІНІЙНИЙ. Площа його витворюватиме певний кут з площаами рухів складових.

При розгляді ПЛОСКОГО хвильистого руху ми бачили, що через те, що такий рух від однієї часточки до другої передається не хвилево, а з левною, обмеженою скорістю, часточки, які беруть в ньому участь, розміщуються не по простій лінії, а по левній кривій. З тієї ж причини і в даному випадку, коли часточки довершують рух по еліптичних траєкторіях, розміщених на поверхні еліптичного ціліндра в вісі  $AB$ , в кожий момент часу іхні просторові положення даватимуть сукупність точок, розміщених по ЕЛІПТИЧНО-ШРУБОВІЙ ЛІНІЇ. При умові  $a = b$  остання перетворюється в лінію КОЛОВО-ШРУБОВУ.

§ 16. Розглянемо тепер ІНТЕРФЕРЕНЦІЮ ДВОХ ПРОМІНІВ, які ПОРУШУЮТЬСЯ НАВСТРІЧ СДІН ДРУГОМУ /рис. 23/. Вважатимемо, що обидва проміні мають все той же період  $T$ , а амплітуди їх є  $a$  та  $b$ .

Виберемо на спільній лінії обох промінів  $AB$  якесь часточку  $M$ , для якої ріжниця фаз двох рухів виноситиме  $\varphi$ . Як що би обидва рухи поширювалися в ЗГІДНИХ напрямках, то для всіх часточок проміння, в окрема наприклад для часточки  $M$ , ця ріжниця фаз зберігалася би  $\varphi = \text{const}$ . Інакше стоять справа в даному випадку. Часточка  $M$ , віддалена від часточки  $M'$  на величину  $x$ , матиме вже ріжницю фаз  $\varphi'$ , відмінну від  $\varphi$ . Справді при переході від точки  $M$  до точки  $M'$  фаза проміння /I/ збільшилася на  $2\pi \frac{x}{\lambda}$ , а фаза проміння /II/ зменшилася

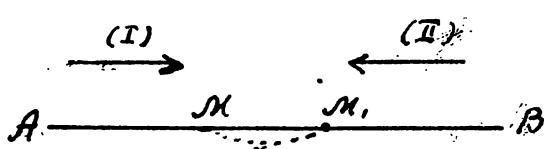


Рис. 23.

на ту же величину  $2\pi \frac{x}{\lambda}$ . Отже маємо:  $\varphi - \varphi' = 4\pi \frac{x}{\lambda}$

Приходимо до такого висновку: ПРИ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ДВОХ ПРОМІНІВ ВЗАЄМНО-ПРОТИЛЕЖНИХ НАПРЯМКІВ РІЖНИЦЯ ІХНІХ ФАЗ ЗМІНДІТЬСЯ ПРИ ПЕРЕХОДІ ВІД ОДНОЇ ТОЧКИ ДО ДРУТОЇ В ДВА РАЗИ ШВІДЧЕ А НІЖ ФАЗА КАЖДОГО ЗІ СКЛАДОВИХ РУХІВ.

При інтерференції двох промінів згідного по-між собою напрямку вартистю вислідної амплітуди  $A$  була, як ми бачили, для всіх точок однакова. Це означає, що всі без винятку точки в моменти максимальних відхилень від своїх положень рівноваги віддаляються від них на все туж величину.

В кожному зі складових рухів часточки з однаковими фазами вважено віддалені на величину  $\lambda$ ; отже в даному разі часточки для яких різниця фаз  $\phi_1 - \phi_2$  має все туж вартистю, будуть віддалені на величину  $\lambda/2$ .

Зовсім одмінний стан річей

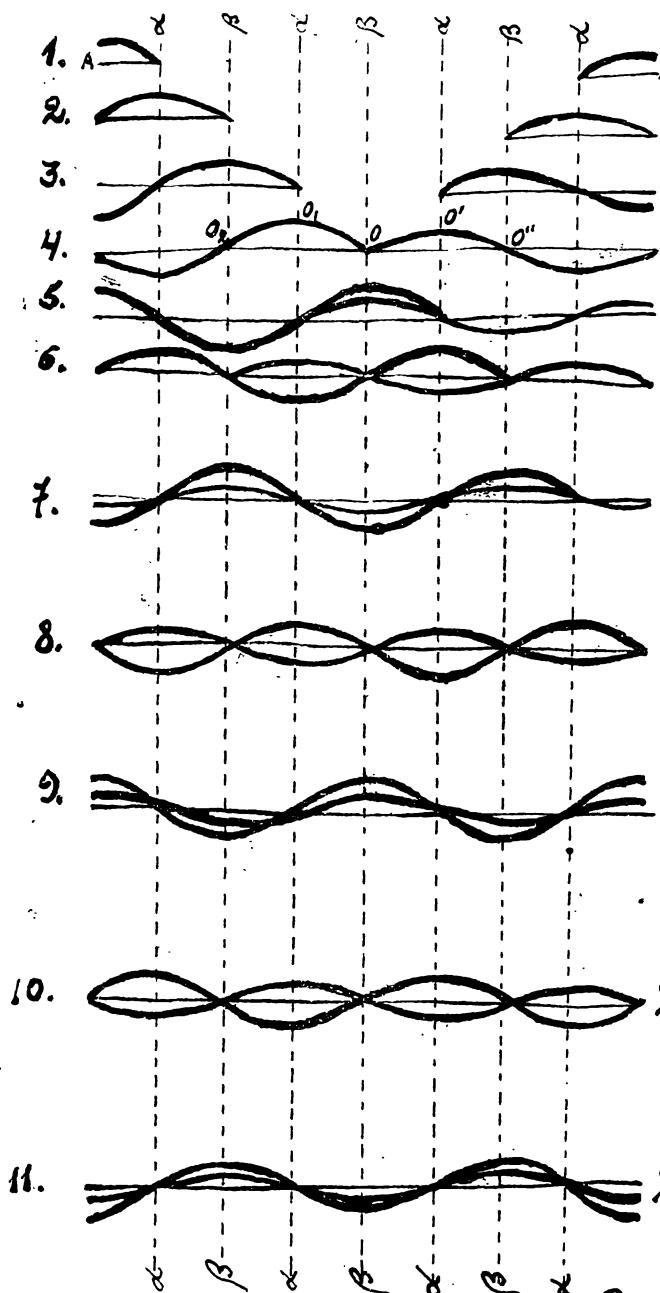


Рис. 24.

маємо в даному разі: ВАРТИСТЬ АМПЛІТУДИ  $A$  ЗАЗНАЕ ПЕРІОДИЧНИХ ЗМІН, КОЛІВАЮЧИСЬ ПО МІЖ МАКСИМУМОМ:  $A = a + b$  та МІНІМУМОМ:  $A = a - b$ .

Пояснимо все наведене вище рисунком. Нехай від точок  $A$  та  $B$  (рис. 24-1) поширюються один на зустріч другому два проміні однакового періода  $T$ , а через те й в однаковою довжиною хвилі  $\lambda$ . Зазначимо амплітуду першого руху через  $a$ , другого через  $b$ . Вважатимемо, що віддалення  $AB = 2\lambda$  і що проміні почали поширюватися в момент  $t = 0$ . Тоді для моментів часу:  $t = \frac{T}{4}, \frac{T}{2}$ ,

$t = \frac{3T}{4}, T, \frac{5T}{4}, \frac{3T}{2}, \frac{7T}{4}, 2T,$

$\frac{9T}{4}, \frac{5T}{2}, \frac{11T}{4}$

ми дістанемо картини з'явлення, показані на рис. 24-1-III. Рис. 24-4 фіксує момент зустрічі промінів I та II. В цей момент  $t = T$  часточка  $O$  і в тому і в другому русі розпочинає відхилення ДОГОРИ. Воно осiągne максимум у момент  $t = \frac{3T}{4}$  (рис. 24-5) і

дає амплітуду вислідного руху:

$A = a + b$ . Розглянемо ще точки  $O_1, O_2, O'$  та  $O, O''$ , що віддалені від точки  $O$  на відстані  $\frac{1}{2}\lambda$  та  $\frac{1}{4}\lambda$ ; в момент часу

$t = T$  точки  $O_1$  та  $O'$  мають найбільше додатне відхилення;  $s_1 = +a$

$s_2 = +b$ , точки  $O_2, O$  та  $O''$  перебувають в положенні рівноваги, готовуючися розпочати рух ДОДОЛУ. В момент часу

$t = \frac{5T}{4}$  точки  $O_1$  та  $O'$  перебувають в положенні рівноваги, а в момент

$t = \frac{3T}{2}$  (рис. 24-6) вони мають відхилення / вислідного руху /  $s_1 = -a$

$s_2 = -b$ ; точки  $O_2, O$  та  $O''$  в цей момент проходять через положення рівноваги. В момент часу  $t = \frac{3T}{4}$  (рис.

24-7) точки  $O_1$  та  $O'$  проходять через положення рівноваги, а точки

$O_2, O$  та  $O''$  осiąгають відхилення:

остання:  $s_1 = -a = -(a+b)$ . В момент часу

$t = 2T$  (рис. 24-8) точки  $O_2, O$  та  $O''$  переходят через положення рівноваги, а точки  $O_1$  та  $O'$  осiąгають відхилення  $s_2 = -b = -(a+b)$ . В момент часу  $t = \frac{9T}{4}$

точки  $O_1$  та  $O'$  проходять через положення рівноваги, а точки  $O_2, O$  та  $O''$  осiąгають відхилення: перші дві:  $s_1 = -a = -(a+b)$  остання:  $s_2 = -b = -(a+b)$

далі з'явлення буде повторюватися в окресленому вище порядку. Таким чином ми бачимо, що НА ЛІНІЇ ПРОМІНЯ ІСНУЄ ДВІ ГРУПИ ТОЧКІВ:  $O, O_2, O'', O_4, O''...$  та

$O_1, O_3, O_5, O''...$  З яких перша має МАКСИМУМ АМПЛІТУДИ  $A = a + b$ , а друга

— МІНІМУМ АМПЛІТУДИ  $A = a - b$ . Як вислід накресленого з'явлення інтерферен-

ції дістаємо ми т.зв. СТОЯЧУХВИЛО. Кожду з таєк першої називаних вище

груп назовемо ВІДУГОЮ, кожду з таєк другої групи ВУЗЛОМ. На рис. 24 лікі

перші дві:  $s_1 = A = (a+b)$

остання:  $s_1 = -a = -(a+b)$ . В момент часу

$t = 2T$  (рис. 24-8) точки  $O_2, O$  та  $O''$  переходят через положення рівноваги, а точки  $O_1$  та  $O'$  осiąгають відхилення  $s_2 = -b = -(a+b)$ . В момент часу  $t = \frac{9T}{4}$

точки  $O_1$  та  $O'$  проходять через положення рівноваги, а точки  $O_2, O$  та  $O''$  осiąгають відхилення: перші дві:  $s_1 = -a = -(a+b)$  остання:  $s_2 = -b = -(a+b)$

далі з'явлення буде повторюватися в окресленому вище порядку. Таким чином ми бачимо, що НА ЛІНІЇ ПРОМІНЯ ІСНУЄ ДВІ ГРУПИ ТОЧКІВ:  $O, O_2, O'', O_4, O''...$  та

$O_1, O_3, O_5, O''...$  З яких перша має МАКСИМУМ АМПЛІТУДИ  $A = a + b$ , а друга

— МІНІМУМ АМПЛІТУДИ  $A = a - b$ . Як вислід накресленого з'явлення інтерферен-

ції дістаємо ми т.зв. СТОЯЧУХВИЛО. Кожду з таєк першої називаних вище

груп назовемо ВІДУГОЮ, кожду з таєк другої групи ВУЗЛОМ. На рис. 24 лікі

визначають положення вузлів, лінії  $\text{PP}$  — положення видуг. Відступ між двома сусідніми вузлами або двома сусідніми видугами рис. 25 дає нам ДОВИНУ СТОЯЧОЇ ХВИЛІ. Отже бачимо, що ПОСТУПНИЙ СТОЯЧІ ХВИЛІ ВИНОСТЬ ПІДВОЗДІНІ ХВИЛІ ПОСТУПНЕ. Підкреслимо ще раз, що хвиля стояча відріжнається від хвили поступної тим, що має ЗМІННУ АМПЛІТУДУ, змінністю якої при переході від одних точок проміння до других хитається в інтервали  $[\alpha + \delta], \dots, [\alpha - \delta]$ . Як що амплітуди обох рухів є однакові  $|\alpha| = \delta$ , ми дістаємо:

$$A_{\max} = 2\alpha;$$

$$A_{\min} = 0;$$

Цей випадок ілюструє рис. 26; точки  $P, Q, R, \dots$ , що відповідають вузлам, перебувають в стані СТАЛОГО СУПОРТИНКУ; інші часточки мають амплітуду, відмінну від нуля, що зростає в міру пересування від вузлів до видуг, де вона дістаеться в два рази більшу від амплітуди кожного зі складових поступних рухів. Напрямок руху часточек в певний момент часу  $t$  показують на рисунку стрілки. Отже бачимо що всі часточки, які знаходяться поміж двома сусідніми вузлами мають згідні напрямки руху. Стоячі хвили виникають також і тоді, коли поширяються один на зустріч другому два ПОЗДОВІНІ хвилясті рухи. Нехай  $u_1, u_2, u_3, \dots$

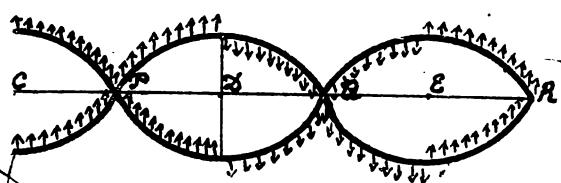


Рис. 25.

рис. 27 визначають в шіому разі вузли, а  $w_1, w_2, w_3, \dots$  видуги. Тоді, так само як і у випадку поперечного руху, часточки, що знаходяться поміж двома сусідніми вузлами, в кожий момент часу матимуть ЗГІДНІ напрямки руху. Для певного моменту  $t$  вони визначатимуться одинарними стрілками рис. 27; в момент часу  $t + \frac{T}{2}$  всі часточки матимуть вже напрямки, ПРОТИЛЕЖНІ першим; ім відповідатимуть подвійні стрілки рис. 27.

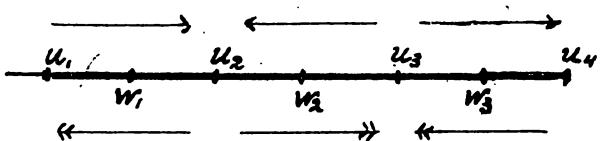


Рис. 27.

Отже бачимо, що в першій стадії процесу часточки проступатимуть до вузлів  $u_2, u_4, \dots$  в другій — до вузлів —  $u_1, u_3, \dots$ . Найбільших переміщень при цьому вважають очевидчими ті часточки, що знаходяться в осередках видуг, сидіть в точках  $w_1, w_2, w_3, \dots$ .

Зі сказаного слідує, що в певний момент часу  $t$  у вузлах  $u_2, u_4, \dots$  має місце СТИСК часточек, у вузлах  $u_1, u_3, \dots$  — РОСТИСК їх. /Рис. 28/. Осягнувши найбільших відхилень часточки розпочнуть відворотний рух, усі ОДНОЧАСОВО пройдуть через положення рівноваги і в момент часу  $t + \frac{T}{2}$  матимуть найбільші відхилення

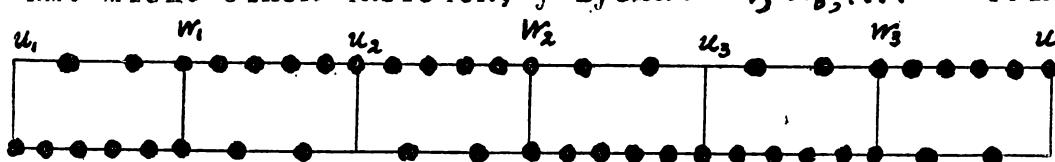


Рис. 28.

в другий бік. При цьому осередками стисків стануть уже вузли  $u_1, u_3, \dots$  а осередки ростисків передуть до вузлів  $u_2, u_4, \dots$ . В точках  $w_1, w_2, w_3, \dots$  не матимуть місця а місце стиски, а місце ростиски.

Отже бачимо, що у ВИДУГАХ ВІДБУВАЮТЬСЯ НАЙБІЛЬШІ ПЕРЕСУНЕННЯ ЧАСТОЧОК, АЛЕ ЗВЕРІГАЄТЬСЯ НОРМАЛЬНА ГУСТОТА ОТОЧЕННЯ: У ВУЗЛАХ МАЮТЬ МІСЦЕ НАЙМЕНШІ ПЕРЕСУНЕННЯ ЧАСТОЧОК, АЛЕ ВОНИ СЛУЖАТЬ ОСЕРЕДКОМ СТИСКІВ ТА РОСТИСКІВ.

Підкреслимо ще раз загадку вище ріжницею по-між хвильами стоячими та хвильами поступними. В останніх рух від одних часточек до других передається поступово і через те сусідні по-між собою часточки проходять через положення рівноваги РІЖНОЧАСОВО; в хвильах стоячих всі без винятку часточки через положення рівноваги проходять ОДНОЧАСОВО.

§ 17. Розглянемо той випадок інтерференції двох площих хвильстих рухів, коли вони мають різні джерела й поширяються в усіх можливих напрямках. Як що це поширення відбувається в ізотропному оточенні, то кожда хвиля матиме правильну колову форму. Нехай джерелами руху є точки  $O_1$  та  $O_2$  /рис. 29/.

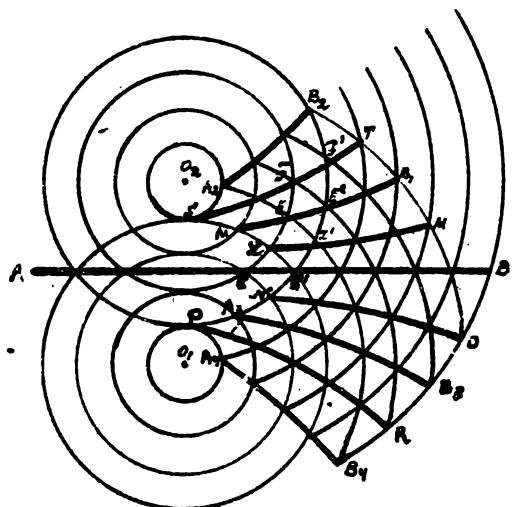


Рис. 29.

Носитиме  $\lambda$ , для парабол  $A_1 B_1$  та  $A_2 B_2$  та  $A_3 B_3$  -  $2\lambda$  і т.д. Для точок парабол  $AB$  та  $PR$  -  $2\lambda$  і т.д. Для точок парабол  $ST$  та  $XY$  -  $\frac{1}{2}\lambda$  і т.д. Для точок парабол  $A_1 B_1$  та  $A_2 B_2$  та  $A_3 B_3$  -  $2\lambda$  і т.д. Для точок парабол  $AB$  та  $PR$  -  $2\lambda$  і т.д. Для точок парабол  $ST$  та  $XY$  -  $\frac{1}{2}\lambda$  і т.д. Отже бачимо, що в точках, для яких ріжниця віддалень від осередків рухів виносить ПАРИСТЕЧКОЛО ПІВХВИЛЬ  $2n\frac{1}{2}\lambda$ , відхилення від положення рівноваги будуть МАКСИМАЛЬНИМИ  $A = \pm(a+b)$  або при  $a=b$ :  $A = \pm 2a$ , а в точках, для яких ріжниця віддалень від осередків рухів виносить НЕПАРИСТЕЧКОЛО ПІВХВИЛЬ  $(2n+1)\frac{1}{2}\lambda$ , відхилення від положення рівноваги будуть МІНІМАЛЬНІ  $A = \pm(a-b)$  або при  $a=b$ :  $A = 0$ . Таким чином бачимо, що при умові рівенства амплітуд вислідний рух відбуватиметься лише з довгими ліній  $AB, A_1 B_1, A_2 B_2, A_3 B_3, PR, ST, XY$ , передбачатимуть

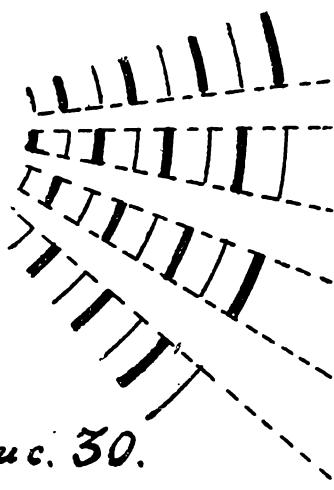


Рис. 30.

Важатимемо, що обидва рухи розпочалися одночасово і мають ріжницю фаз рівну нулью /періоди обох рухів ми звичайно вважатимемо одинаковими/. Зазначатимемо ГОРБИ ХВИЛЬ та ІХНІ ЗАПАДИННІ - окремими лініями. Як

що для простоти примемо, що амплітуди обох рухів є одинакові, то в точках взаємної зустрічі горбів або в точках взаємної зустрічі западин  $C, C'$ ,  $E, E'$ , і т.д. ми матимемо НАЙБІЛЬШЕ ВІДХИЛЕННЯ ЧАСТОЧОК ВІД ПОЛОЖЕННЯ РІВНОВАГИ /з вислідною амплітудою  $A = \pm 2a$ /; навпаки в точках, взаємної зустрічі горбів та западин  $X, Y, Z, Z'$ , і т.д. ми матимемо ПОВНИЙ СУПОЧИНКОК часточок. Точки двох названих категорій творитимуть собою дві відповідні групи кривих:  $AB, A_1 B_1, A_2 B_2, A_3 B_3, \dots$  та  $XY, NO, PR, ST, \dots$ ; кожда з них уявлятиме собою групу т.з. КОНФОКАЛЬНИХ парабол, що своїми вогнищами матимуть точки  $O_1$  та  $O_2$ . Крива  $AB$  творитиме собою ПРОСТУ ЛІНІЮ, що уявлятиме собою геометричне місце точок, однаково віддалених від джерел руху  $O_1$  та  $O_2$ . Отже для кождої з точок цієї пристої лінії ріжниця  $\delta$  ходу двох промінів виноситиме нуль; для точок парабол  $A_1 B_1, A_2 B_2, A_3 B_3$  та  $XY$  ріжниця  $\delta$  ви-

носитиме  $\lambda$ , для парабол  $AB$  та  $XY$  -  $2\lambda$  і т.д. Для точок парабол  $PR$  та  $ST$  -  $\frac{1}{2}\lambda$ . Отже бачимо, що в точках парабол  $AB$  та  $XY$  віддалень від осередків рухів виносить ПАРИСТЕЧКОЛО ПІВХВИЛЬ  $2n\frac{1}{2}\lambda$ , відхилення від положення рівноваги будуть МАКСИМАЛЬНИМИ  $A = \pm(a+b)$  або при  $a=b$ :  $A = \pm 2a$ , а в точках, для яких ріжниця віддалень від осередків рухів виносить НЕПАРИСТЕЧКОЛО ПІВХВИЛЬ  $(2n+1)\frac{1}{2}\lambda$ , відхилення від положення рівноваги будуть МІНІМАЛЬНІ  $A = \pm(a-b)$  або при  $a=b$ :  $A = 0$ . Таким чином бачимо, що при умові рівенства амплітуд вислідний рух відбуватиметься лише з довгими ліній  $AB, A_1 B_1, A_2 B_2, A_3 B_3, PR, ST, XY$ , передбачатимуть

§ 18. До цього часу ми розглядали ПЛОСКІ хвилі. Переїдемо тепер до ознайомлення з хвильами ПРОСТОРОВИМИ. Як що часточка  $O$  /рис. 31/ відбуває дратання, то ці останні стають причиною збурення всіх без винятку часточок, що перебувають в безпосередньому сусідстві з даною часточкою. Від них рух передається послідовним часточкам і в певний момент часу  $t$  відстань су- починку в стан руху переходить  $\omega t$  всі часточки що розташовані на поверхні  $S$ . Як що оточення, в якому поширюється хвильстий рух, є ізотропним, то названа поверхня  $S$  буде КУЛІДОМ. В тому разі коли властивості елементів оточення для ріжних напрямків є неоднакові, поверхня  $S$  матиме вид відмінний від сферичного. Наприклад може бути ЕЛІПСОЇДОМ, у усіх названих випадках таку поверхню

називатимемо ПОВЕРХНЕЮ ХВИЛІ. Таким чи-

нам бачимо, що в ІЗОТРОПНОМУ ОТОЧЕННІ ПОВЕРХНІХ ХВИЛІ є ПОВЕРХНЯ СФЕРИЧНА. В цьому випадку лінія проміння має напрямок, НОРМАЛЬНИЙ до поверхні хвилі.

Нехай в момент часу  $t_1$  поверхні хвилі є сфера  $S_1$  /рис. 31/, а в момент

який послідовний момент  $t_2$  - сфера  $S_2$ .

За значимо через  $J$  енергію часточки  $O$ , а через  $J_1$  та  $J_2$  ті кількості енергії, що припадають на одиницю поля поверхні  $S_1$  та  $S_2$ . Тоді матимемо:

$$J = S_1 J_1, \quad J_2 = S_2 J_2. \quad \text{Звідки:} \\ J_2/J = S_2/S_1. \quad \text{А через те, що } S_1 : S_2 = z^2_1 : z^2_2 \text{ матимемо:}$$

$$J_1 : J_2 = z^2_2 : z^2_1 /42/$$

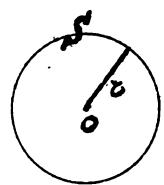


Рис. 31.

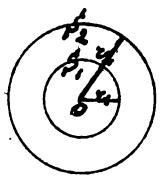


Рис. 32.

себ-то КІЛЬКОСТИ ЕНЕРГІЇ, ЯКІ ПРИПАДАЮТЬ НА ОДИНИЦЮ ПОЛЯ ПОВЕРХНІХ ХВИЛІ, є ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО КВАДРАТІВ ВІДДАЛЕНЬ ВІД ДЖЕРЕЛА РУХУ.

Вираз /2/ показує що енергія  $J$  просто-пропорціональна до квадрату амплітуди; отже на підставі виразів /2/ та /42/ можемо написати

$$a_2 : a_1 = z_1 : z_2; /43/$$

себ-то АМПЛІТУДИ ДРОГАНЬ є ВІДВОРОТНО ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО ВІДДАЛЕННЯ ВІД ДЖЕРЕЛА РУХУ.

§ 19. Як що за якийсь протяг часу хвильстий рух від точки  $O$  /рис. 33/ поширився в усіх напрямках на певне віддалення і в момент  $t$  осягнув поверхні  $S$ , то, починаючи з названого моменту, кожду з точок поверхні  $S$  ми маємо право також ВВАЖАТИ ЗА ДЖЕРЕЛО РУХУ. Во рух такої точки матиме всі ті ж властивості, що й рух точки  $O$ .

Отже можемо вважати, що, починаючи з моменту часу  $t$  від якоїсь принадлежної до поверхні хвилі  $M$  точки  $M$  поширюються в усіх напрямках хвильстий рух, по тих законах, по яких він поширювався від першого джерела - точки  $O$ .



Таким чином бачимо, що ВСІ ТОЧКИ ПОВЕРХНІХ ХВИЛІ МОЖНА ВВАЖАТИ ЗА САМОСТЕЙНІ ССЕРЕДКИ ХВИЛЬСТОГО РУХУ. Це є т.зв. ЗАСАДА ГІЙЕНСА /Christian Huygens, 1629-1695, відомий голландський фізик/.

§ 20. Поширення хвильстого руху в усіх напрямках відбувається ПРОСТОЛІНІЙНО. Але в тому разі, коли хвилі зустрічає на своїй дорозі якісь ПЕРЕПОННІ, промінь може в певній мірі страчувати свою простолінійність. Це з'явлення називається ДИФРАКЦІЄЮ. Розріжніть три випадки дифракції а саме: 1) дифракції З ШИРМОЮ, 2) З МАЛИМ ТІЛОМ і 3) ЗІ ШИЛИНОЮ. Розглянемо 1-х.

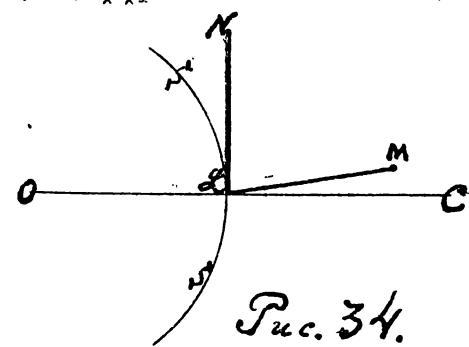


Рис. 34.

Нехай від точки  $O$  /рис. 34/ росходиться хвиля і на дорозі її поширення знаходиться ширма  $AC$ , що затримує половину хвилі. Тоді для всіх часточок, що знаходяться по-за ширмою  $C$  лежать лінії  $OC$  мав би зберігатися стан супочинку. Однака в наслідок дифракції хвильстий рух передається й до частин таких часточок, які лежать до над названою лінією, наприклад до точки  $M$ . Отже випадає ніби то так що промінь  $OC$  має своєю дорогою не просту лінію  $OC$ , а ламану  $OCM$ . Як бачимо в наслідок дифракції зона драгавь  $CM$  поширяється, перетворюючись у  $MC$ . Наведене з'явлення нам пощастило починити, як що ми станемо на грунт засади Гійенса. Під цієї засади точку  $C$  ми можемо вважати автономним джерелом дрогань: а через те останні можуть передаватися й до тих точок, які лежать вище простої  $OC$ .

Нехай хвиля, що поширюється від точки  $O$  /рис. 35/ аустрічає на своїй дорозі перегону у вигляді досить малого тіла  $AB$ . Тоді з наслідок дифракції в частину простору  $ABC$  проходять проміні, які не потрапили би туди при умові абсолютної простолінійності своїх траєкторій. Кожда лара промінів зустрічаючись в певній точці  $M$  даватиме інтерференцію, від характеру якої залежатиме характер руху цієї часточки. При певних відомих на умовах де-

які /але не всі/ часточки можуть залишатися в сталому

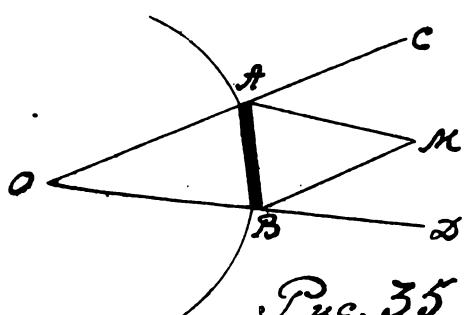


Рис. 35.

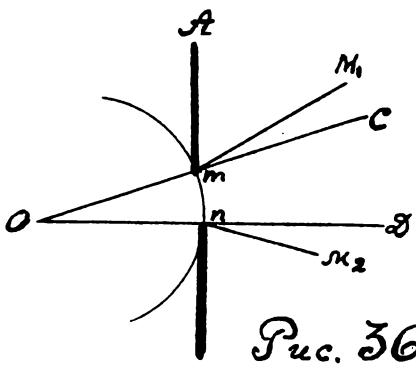


Рис. 36.

слідок дифракції зона дрогань  $\text{Смн}\vartheta$  в певній мірі поширюється у  $M_1$  та  $M_2$ .

§ 21. Нехай ми маємо два ІЗОТРОПНІ оточення I та II /рис. 37/ і  $MN$

є іхньою ПОВЕРХНЕЮ РОСПОДЛУ. Для простоти вважатимемо що поверхня  $MN$  є площею. Як що в першому з названих оточень поширюється хвиля, то, осягнувши поверхні росподлу  $MN$ , вона почали вступити в оточення II й почне поширюватися в ньому, а почали верне назад, поширюючися левним чином в оточенні I. Це з'явіще має називу ВІДБИТЯ ХВИЛІ. Ознайомимося з цим з'явленням і знайдемо його закони. Уявимо собі хвиллю, джерело якої знаходитьться на досить значному віддаленні. Поверхня такої хвилі в ізотропному оточенні уявляється собою сферу. Давайте значисть луча. А через те, обмежену частину такої поверхні ми можемо

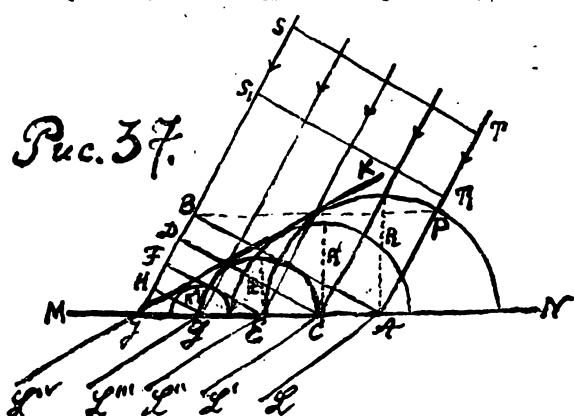


Рис. 37.

вважати за площею. В цьому випадку ми хвилю назовемо ПЛОСКОЮ /звичайно в цілком іншому розумінні, в ніж те в якому ми вживали вираз: плоский /в протилежності просторовому/ хвильстий рух/. Нехай в певний момент часу поверхнню хвилі, що поширюється в оточенні I, /рис. 37/, є площа  $S\bar{T}$ , прямова до площини рисунку. По упливі якось протягу часу хвиля посунеться далі і поверхнню ІІ стане вже площа  $S\bar{T}'$ . Нарешті в певний момент часу ІІ відповідатиме площа  $A\bar{B}$ . Цей момент буде очевидчаки початковим моментом зустрічі хвилі з поверхнню росподлілу  $MN$ . В цей момент прийдуть у рух ті точки площини  $MN$ , які лежать на прямій  $A\bar{B}$ , прямовій до площини рисунку. Після засади Гюйгенса кожда з таких точок творитиме новий осередок руху, від якого в усіх напрямках росходиться хвильстий рух. Поверхнями хвиль для оточення I будуть в цьому разі півсфери, осередки яких лежатимуть на лінії  $A\bar{B}$ . Спільна дотична поверхня до всіх названих півсфер /т.зв. "ОБГОРТКА" їх/ уявляється собою півциліндр з віссю  $A\bar{B}$ . За деякий протяг часу плоска хвиля посунеться ще далі і займе положення  $C\bar{D}$ . У цей момент розпочнуть рух ті точки площини  $MN$ , які знаходяться на лінії  $C\bar{D}'$ ; від кождої з них так само почнуть росходитися в оточенні I півсферичні хвилі. Для будь-якого моменту часу дучі дотичних будуть очевидчаки меншими від лучів півсфер першої групи. За деякі послідувачі протяги часу плоска хвиля осягне поступово положення  $F\bar{E}$  та  $J\bar{K}'$  і нарешті в певний момент дійде до лінії  $J\bar{K}''$ . В цей момент кожда з півсфер, першої групи /або перший півциліндр/ матиме луч  $R$ , другої групи -  $R'$ , третьої -  $R''$ , четвертої /або четвертий півциліндр/ -  $R'''$ , де  $R'' < R'' < R' < R$ / лежко переконатися, що  $R = A\bar{B} = J\bar{K}$ , бо точки  $B$  та  $K$  прийшли в рух одночасово /цей рух від точки  $A\bar{B}$  до точки  $J\bar{K}$ /, як що ми проведемо тепер через лінію  $J\bar{K}''$  площину, дотичну до першого півцилінду /з площею рисунку/ вона зустрінеться з лінією  $J\bar{K}'$ , то вона буде також дотичною до всіх інших півциліндрів. Така площа, дотична до цілої сукупності елементарних півциліндрічних хвиль, визначить собою поверхню ВІДБИТОЇ ХВИЛІ. Покажемо, що площа  $J\bar{K}'$ , дотична до однієї з піліндрічних поверхній, буде також дотикатися і всіх інших таких

верхній, себ-то, що поверхня відбитої хвилі справді уявлятиме спільну дотичну площину до поверхні всіх елементарних хвиль.

Нехай плоска хвиля  $\mathcal{A}$

рис. 38, складена з промінів  $s_1, s_2, s_3, \dots$ , вустрічає під певним кутом  $\alpha = \angle PAS$  поверхню розподілу  $SN$ . За той час, поки хвиля від точки  $A$  дійшла до точки  $C$ , від точки  $A$  рух поширился на віддалення  $R = AP = CG$ , а від точки  $B$  на віддалення  $R' = PB = CG'$ . Поведемо з точки  $C$  дотичні лінії  $CM$  та  $CG'$  до двох півкол; такі лінії на рисунку відповідатимуть очевидчакам дотичним площинам до півсфер. Отже маємо довести що лінії  $CM$  та  $CG'$  зливаються по між собою, витворючи одну лінію. Сполучимо точки дотику:  $M$  та  $G'$  відповідно з точками  $A$  та  $B$  і розглянемо прямокутні трикутники  $CGA$  та  $CG'A$ . Після наведеної вище маємо:  $CG = AG'$ ; отже взявши під увагу те, що протипримку  $CG$  називають трикутники мають спільні, прийдемо до висновку, що  $\Delta CGA = \Delta CG'A$ . Як вис-

лід такого рівності маємо:  $\angle GAC = \angle G'CA$ . Цілком аналогично маємо:  $\angle MBC = \angle M'C'B$ . А через те, що  $MB \parallel GA$  маємо:  $\angle BAC = \angle MBC$ . Отже як вислід трьох наведених рівнянь дістаемо таке рівняння:  $\angle G'CA = \angle M'C'A$ ; воно показує що лінії  $G'C$  та  $M'C$  по-між собою зливаються. Таким чином поверхня відбитої хвилі дійсно творить собою площину, що проходить через точку  $C$  і є дотичною до півціліндричних поверхні елементарних хвиль. Отже в певний момент часу поверхня відбитої хвилі визначиться площею  $CG'$ . В послідуванні за цим моментом її відповідатимуть подібні  $\mathcal{A}$  площини рівнобіжні названій лінії  $AS$  та  $BS$  після їхнього відбиття від поверхні розподілу  $SN$ . З рівності трикутників  $CGA$  та  $CG'A$  слідує:  $\angle G'AC = \angle GCA = \angle SAG$ . Отже, через те, що  $\angle PAS = 90^\circ - \angle G'AC$ ,  $\angle PAS = 90^\circ - \angle SAG$ , дістанемо:  $\angle PAS = \angle PAG'$ ,

себ-то кут відбиття проміння є РІВНИЙ куту його падіння.

§ 22. В своїому місці /§ II/ ми визначили, що скорість поширення певного хвильистого руху в тому або іншому оточенні залежить від фізичної природи останнього. Таким чином перехід такого руху від одного оточення до другого буде загалом званий від **ЗМІНОЮ СКОРОСТІ**. Отже нехай скорість хвильистого руху в оточенні I /рис. 38/ була  $v_1$ , а по переході його до оточення II стала  $v_2$ . Вважатимемо  $v_2 > v_1$  і введемо визначення:

/в наших умовах  $v_2$  буде величиною, більшою від  $v_1$ . З того моменту, як плоска хвиля  $\mathcal{A}$  дійшла до поверхні розподілу  $SN$  та привела в рух точку  $A$  та інші подібні точки, від кождої з них в оточенні II почнуть передаватися дрожання. В той момент коли хвиля  $\mathcal{A}$  осягне точку  $C$  довколо точки  $A$  витвориться елементарна сферична хвиля з лучем  $AG = r$ , а довколо точки  $B$  також куля з лучем  $BG = r'$ . Як що ми розглядатимемо не поодинокі точки, а цілі лінії, то, так само як і раніше /§ 21/, дістанемо цілі групи елементарних цілесфераческих куль, обертками яких будуть півціліндричні поверхні. Площа  $ST$  /прямова до площини рисунку/ дотична до всіх півціліндричних поверхні, визначить собою ПОВЕРХНЮ ХВИЛІ в оточенні II. Покажемо, що площа  $ST$ , яка проходить через  $C$  і є дотичною до поверхні елементарної хвилі  $AS$ , буде також дотичною й до поверхні інших таких хвиль. Для цього доведемо, що дотичні площини  $ST$  та  $AS$  по-між собою зливаються / $\angle ACS = \angle ASC$ /.

$$z : R = z' : R' = v_2 : v_1 = 1 : n;$$

З цієї пропорції дістанемо другу:  $R : R' = z : z' = \frac{v_1}{v_2} : 1$ . Отже зможемо написати:

$$\frac{AC}{AS} : \frac{BG}{BS} = z : z' = \frac{v_1}{v_2} : 1;$$

а це показує, що трикутники  $ACS$  та  $BSG$  подібні. Отже маємо:  $\angle ACS = \angle BSG$  і самі дотичні площини  $ST$  та  $AS$  зливаються по-між собою.

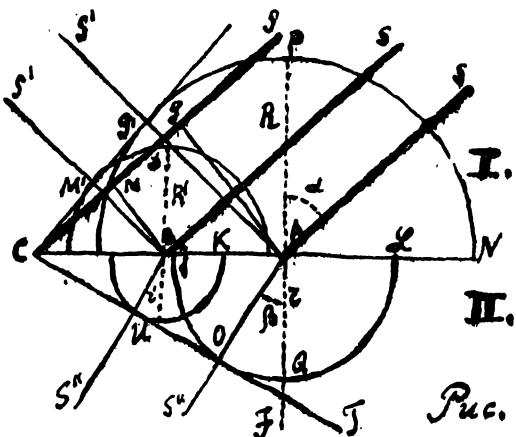


Рис. 38.

Послідуючий рух плоскої хвилі в оточенні II відбувається очевидч-  
ки та чим чином, що кожде нове положення іІ поверхні даватиме площу рівно-  
біжну площину  $CS'$ . Прості лінії  $A'S'$ ,  $B'S'$ , ..., прякові до названих площ, виз-  
начать собою напрямки промінів  $S'A$ ,  $S'B$ , ... після вступу їх до оточення II.  
З рисунку ми бачимо, що такі напрямки є відмінні від первісних і що цілій  
вигляд кожного з промінів  $S'A'S''$ ,  $S'B'S''$ , ... дає нам не рівну просту лінію,  
а ЛАМАНУ. Названа ЗМІНА В НАПРЯМКУ ПОШИРЕННЯ ПРОМІНЯ ПРИ ПЕРЕХОДІ ЙОГО ЧЕ-  
РЕЗ ПОВЕРХНЮ РОССПОДІЛУ ДВОХ РІЖНИХ ОТОЧЕНЬ НАЗИВАЄТЬСЯ ЛАМАНЯМ  
УРОМІНЯ. Є зрозумілим що після ламання кождий промінь  $/A'S''B'S''/$  -/ /  
продовжує залишатися в площині, яка визначається первісним його напрямком  
 $/S'A$ ,  $S'B$ , ... / та нормалею  $/PA$ ,  $PB$ , ... / до поверхні россподілу у відповідній  
точці. Кут, витворений новим напрямком проміння в нормалею до поверхні росспо-  
лілу, називається КУТОМ ЛАМАННЯ.

З трикутників  $A'g'C$  та  $AOC$  ми можемо написати:

$$A'g' = \overline{AC} \cdot \sin g'CA = \overline{AC} \cdot \sin g'AC = \overline{AC} \cdot \sin S'AT;$$

$$\overline{AO} = \overline{AC} \cdot \sin ACO = \overline{AC} \cdot \sin S''AT$$

З відкиля матимемо:

$$\frac{\sin S'AT}{\sin S''AT} = \frac{\overline{A'g'}}{\overline{AO}} = \frac{R}{z} = \frac{v_2}{v_1} = n; \quad /46/$$

Через те, що для даного хвильастого руху /з певним періодом  $T$  і довжи-  
ною хвилі  $\lambda$ ,  $v_1 = \text{const}$ ,  $v_2 = \text{const}$ , матимемо:  $n = \text{const}$ . Отже приходимо до  
такого важливого висновку:  
ДЛЯ ВСЯКОГО ХВИЛЬАСТОГО РУХУ, ПРИ ПЕРЕХОДІ ЙОГО ВІД ОДНОГО З ДАНІХ ОТОЧЕНЬ ДО  
ДРУГОГО, ВІДНОШЕННЯ СІНУСА КУТУ ПАДІННЯ ДО СІНУСА КУТУ ЛАМАННЯ ТВОРить СОБОЮ  
ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ, що залежить від ПРИРОДИ КОЖНОГО З НАЗВАНИХ ОТОЧЕНЬ і ВИЗНАЧА-  
ЄТЬСЯ ВИРАЗОМ  $n = v_2/v_1$ , де  $v_1$  та  $v_2$  означають СКОРОСТИ ПОШИРЕННЯ ХВИ-  
ЛЯСТОГО РУХУ В ОТОЧЕННЯХ ПЕРШОМУ ТА ДРУГОМУ. Величина  $n$  називається ЗГЛЯДНИМ  
СОЧИННИКОМ /КОЕФІЦІЄНТОМ/ ЛАМАННЯ другого оточення відносно першого. Очевидч-  
ки величина  $n = v_2/v_1$  визначить собою сочинник ламання першого оточення відно-  
сно другого. Отже матимемо:

$$n' = \frac{1}{n};$$

/47/

Певне оточення ми можемо взяти за ОСНОВНЕ і тоді сочинники ламання всіх  
інших оточень, віднесені до цього основного оточення, ми назовемо сочинниками  
АБСОЛЮТНИМИ. Нехай скорість поширення хвильастого руху в загаданому основному  
оточенні буде  $v_1$ . Тоді абсолютний сочинник для оточення  $A$  буде:  $n_A = v_1/v_1$   
для оточення  $B$ :  $n_B = v_2/v_1$ ; зглядний сочинник для другого оточення відносно пер-  
шого буде:  $n_{BA} = v_1/v_2$ . Останнє відношення можна переписати так  $\frac{n_A}{n_B} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_1}{v_1} = 1$ ;

отже дістаемо:

$$n_{BA} = \frac{n_B}{n_A}; \quad /48/$$

Себ то: ЗГЛЯДНИЙ СОЧИННИК ЛАМАННЯ ОТОЧЕННЯ  $B$  ВІДНОСНО ОТОЧЕННЯ  $A$  є РІВ-  
НИЙ АБСОЛЮТНОМУ СОЧИННИКУ ОТОЧЕННЯ  $B$  ПОДІЛЕНОМУ НА АБСОЛЮТНИЙ СОЧИННИК ОТО-  
ЧЕННЯ  $A$ .

Вираз /48/ можна переписати так:

$$\frac{n_B}{n_A} = n_{BA} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

звідкиля:

$$n_A \cdot \sin \alpha = n_B \cdot \sin \beta = \text{const.} \quad /49/$$

себ-то, добутки АБСОЛЮТНИХ СОЧИННИКІВ ЛАМАННЯ ТА СІНУСІВ ВІДПОВІДНИХ КУТІВ ПА-  
ДІННЯ І ЛАМАННЯ ТВОРЯТЬ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ.

Вираз /49/ належить конкретно тлумачити таким чином, що промінь  $SO$  /кут  
падіння  $\alpha$ , перейшовши поверхню россподілу  $SN$  /рис. 39/, матиме напрямок  
 $O'S'$  /кут ламання  $\beta$ , і назнаки промінів  $S'O$  /кут падіння  $\beta$ , перейшов-  
ши поверхню россподілу, матиме напрямок  $O'S'$  /кут ламання  $\alpha$ ; така сама вза-  
ємна зворотність матиме місце для всякої іншої пари промінів, напр.  $S,O$  та  
 $O'S'$ , при чому загалом буде:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = \dots = n = \text{const.}$$

Наведене окреслоє собою т.зв.

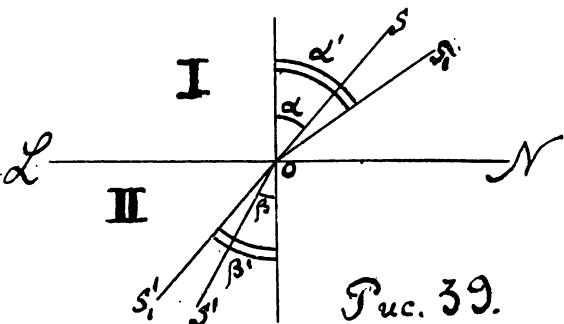


Рис. 39.

### ЗАКОН ВЗАЄМОЇ ЗВОРОТНОСТИ КЕПЛЕРА.

З рис. 38 видно, що коли  $v_1 > v_2$  і  $n > 1$  кождий промінь після заломлення НАБЛИЖУЄТЬСЯ до нормалі і навпаки в тому випадку, коли  $v_1 < v_2$  і  $n < 1$  він ВІДДАЛЯЄТЬСЯ від нормалі. Теж саме виявляє вираз / 49 / який показує що при  $n_A < n_B (\frac{n_B}{n_A}) - \angle \beta < \angle \alpha$  при  $n_B < n_A (\frac{n_A}{n_B} < 1)$  навпаки  $\angle \beta > \angle \alpha$ .

Як що промінь падає на поверхню розподілу під прямим кутом до неї  $\angle \alpha = 0$  то вираз / 49 / дає:  $\frac{n_B}{n_A} \angle \beta = 0$  себ-то ПРОМІНЬ ПРЯМОВИЙ ДО ПОВЕРХНІ РОСПОДІЛУ, що назнає ЛАМАННЯ.

§ 23. В своєму місці ми зазначили, що при зустрічі хвиляю поверхні розподілу двох оточень частина ІІ переходить крізь її поверхню й продовжує рух у другому оточенні, а частина відбивається від неї й вертає до першого оточення. Нехай ми маємо два оточення  $A$  та  $B$  з поверхнею розподілу  $L N$ .

Припустимо що  $n_B > n_A$ . Тоді всякий промін, перейшовши поверхню розподілу  $L N$  /рис. 40/ НАБЛИЖУВАТИМЕТЬСЯ до нормалі  $OP$  і таким чином на віть промінь  $S_2 M$ , для якого кут падіння в незначній мірі відріжнається від  $90^\circ$ , навіть і він за знає ламання, поширюючися в оточенні  $B$  в напрямку  $M S_2$ . Інакше стоятиме справа, коли абсолютний сочинник ламання другого оточення  $\angle \beta$  буде меншим од такої ж сочинника першого оточення  $\angle \alpha$ . Перейдемо до розгляду цього випадку.

Отже припустимо що  $n_B < n_A$ . Тоді, на підставі наведеної раніше, скажемо, що кождий з промінів  $Oa, Ob, \dots, Oe$  /рис. 41/ пройшовши поверхню  $L N$ , ВІДДАЛЯЄТЬСЯ від нормалі  $OP$ . Отже нові

напрямки промінів після їхнього ламання будуть:  $aa'', bb'', cc'', \dots$ . Разом з тим ми матимемо відбиті проміні  $aa', bb', cc', \dots$ . З рисунку видно,

що в той час, коли остання група промінів є повна /сім' промінів/, перша група є неповною /5 промінів/, останній крайній промінь зазнанчи ламання, дістає напрямок  $ee'' \parallel LN$ . Таким чином він поширюється в площі  $L N$ , себ-то в поверхні розподілу. Ми бачимо, що збільшення кутів падіння викликало ввесь час і відповідне збільшення кутів ламання, в наслідок якого в групі промінів  $aa'', bb'', cc'', \dots$  кождий послідовний промін відходив від нормалі більше кожного попереднього. Промінь  $ee''$  з'являється під цим зглядом граничним; дальнє відхилення від нормалі не може відбуватися, бо при попередньому відхиленні осягнуто вже МЕЖА оточення  $B$ , за якими розпочинається оточення  $A$ . Таким чином при послідовному збільшенні куту падіння в'язше ламання автоматично ПРИПИНЯЄТЬСЯ і лишається тільки з'явіше відбивання, що ми й бачимо.

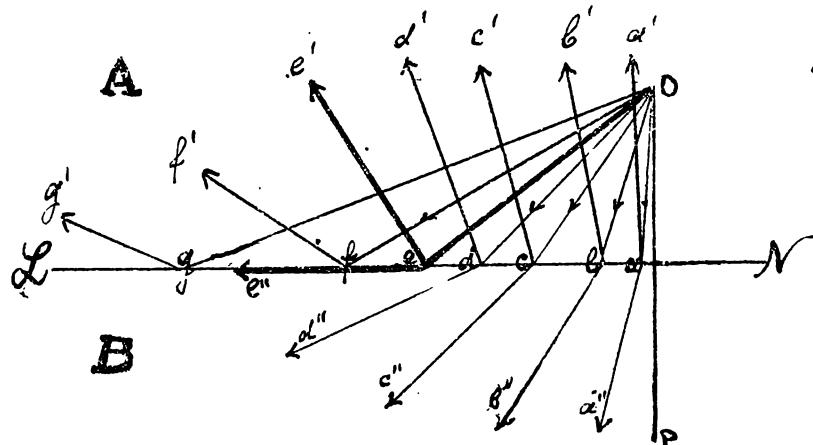


Рис. 41.

для промінів  $Ob$  та  $Od$  котого проміння з виразу

для промінія  $Oe$  з виразу  $\sin \alpha = n_B, \sin \beta$  дистанцію:  $\sin \alpha_e = n_B$

$$\alpha_e = \arcsin \sin \alpha_e$$

Визначений таким чином кут падіння має назву ГРАНИЧНОГО КУТА. При кутах падіння, більших від  $\alpha_c$  ми маємо  $\sin \alpha > \frac{c}{d_1}$  звідки  $\sin \beta > 1$ , що як відомо, є неможливим. Отже бачимо, що дійсно при збільшенні куту падіння по над величину  $\alpha_c$ , з'являється ламання світла зникає; при цих умовах промінь відбивається від поверхні розподілу повністю й не виходить по за межі першого оточення; в такому разі ми скажемо, що має місце ПОВНЕ ВНУТРІШНЄ ВІДБИТЯ проміння. На рисунку 4I повного внутрішнього відбиття зазначені проміні  $of$  та  $Og$ .

§ 24. Процес відбивання хвилі від поверхні розподілу двох оточень протікає не завше однаково. Перебіг його залежить від співвідношення густот  $d_1$  та  $d_2$  першого та другого оточень. Отже доводиться розріжнати два випадки: I)  $d_2 < d_1$ , та II)  $d_2 > d_1$ .

ЯК ШО ГУСТОТА ДРУГОГО ОТОЧЕННЯ є меншою від густоти першого оточення  $d_2 < d_1$ , ТО ВІДБИТА ХВИЛЯ МАЕ ТУЮ  $\downarrow$  ФАЗУ що й ХВИЛЯ ПЕРВІСНА. Це показано на рис. 5I.

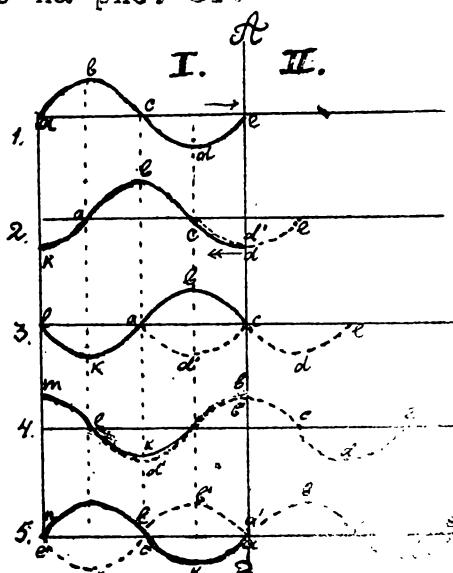


Рис. 4I.

амплітуди  $\alpha$  проміння первісного в момент часу  $t=0$  (рис. 43). Нехай цей останній почав поширюватися від точки  $A$  в момент часу  $t=0$  (рис. 43).

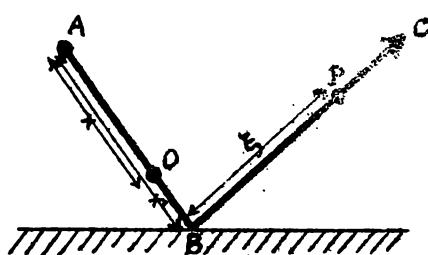


Рис. 43.

ГУСТОТА ДРУГОГО ОТОЧЕННЯ є БІЛЬШОЮ ВІД ГУСТОТИ ПЕРШОГО ОТОЧЕННЯ  $d_2 > d_1$ . ТО ФАЗА ВІДБИТОЇ ХВИЛІ є ПРОТИЛЕЖНОЮ фазі хвилі первісної; інакше кажучи, в цьому випадку МАЕ МІСЦЕ СТРАТА ПІВХВИЛІ.

Отже рівняння відбитого проміння напишеться так:

$$y' = a' \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x + \frac{5}{2}}{\lambda} \right);$$

$$y' = a' \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x + \frac{5}{2}}{\lambda} - \frac{1}{2} \right);$$

або

що після взору для сінуса ріжниці двох кутів можна переписати так:

В повній симетрії обох груп пунктірних кривих лехко переконатися, перегнувши рисунок по лінії АВ. Тоді криві правої частини дають криві лівої частини.

Тут АВ означає поверхню розподілу оточень I та II; тяглою лінією показана хвиля первісна до її відбиття, а пунктірними - хвиля відбита та продовження хвилі первісної в оточенні II. Частини первісної хвилі відмічені літерами  $a, b, c, \dots, k, l, m, n$ ; частини відбитої - літерами  $a', b', \dots, a'', e'$ . Отже бачимо, що в той момент коли певна хвиля осягає поверхню розподілу (рис. 42, 1), від місця зустрічі /точка С/ починає росходитися відбита хвиля, що має таку ж фазу, як і первісна. Справді: точка  $a'$  (рис. 42, 2) збігається з точкою  $a$ , себ-то має в обох рухах однакові фази, точка  $c'$  та  $e'$  (рис. 42, 4) віддалені від АВ на  $\frac{1}{2}\lambda$  та мають такі ж фази як і точки  $c$  та  $e$  продовженої первісної хвилі, віддалені від АВ на ті ж відстані.

Знайдемо РІВНЯННЯ ВІДБИТОГО ПРОМІНЯ. Замітимо перед тим, що через розподіл проміння на дві частини, енергія кождої з них буде меншою рід енергії первісного проміння. Через те амплітуда  $a'$  відбитого проміння буде меншою від амплітуди  $a$ . Нехай цей останній почав поширюватися від точки  $A$  в момент часу  $t=0$ . Тоді відхилення часточки  $O$  в момент часу  $t$  визначиться виразом:  $y = a \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$  де  $x = AO$ . Так само відхилення часточки  $B$  буде:

$$y = a' \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x'}{\lambda} \right);$$

Відмемо тепер на лінії відбитого проміння  $BC$  часточку  $P$ , що від точки  $B$  віддалена на відстань  $x' = 5\lambda$ . Тоді, на підставі зроблених вище зауважень, для відхилення  $y'$  названої точкою  $P$  дістанемо вираз

$$y' = a' \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x' + 5}{\lambda} \right) \quad /51/$$

Перейдемо тепер до розгляду другого випадку. ЯК ШО

ГУСТОТА ДРУГОГО ОТОЧЕННЯ є БІЛЬШОЮ ВІД ГУСТОТИ ПЕРШОГО ОТОЧЕННЯ  $d_2 > d_1$ .

ФАЗА ВІДБИТОЇ ХВИЛІ є ПРОТИЛЕЖНОЮ фазі хвилі первісної; інакше

кажучи, в цьому випадку МАЕ МІСЦЕ СТРАТА ПІВХВИЛІ.

$$y' = -\alpha' \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x' - s}{\lambda} \right),$$

/52/

який відрізок од взору /51/ відріжнається лише знаком. ЗМІНА ЗНАКУ АМПЛІТУДИ І ВІДПОВІДАЄ як раз страті ПІВХВИЛІ.

§ 25. З чистого попереднього викладу само собою витікає, що в тому випадку, коли промінь падає на поверхню розподілу під кутом  $90^\circ$  й лінія відбитого проміння зливається з лінією проміння первісного, - що в цьому випадку два названими проміні повинні давати інтерференцію й витворювати стоячі хвилі /так звані СТОЯЧІ ХВИЛІ ПРИ ВІДБИВАННІ/.

Розміщення вузлів та видуг в останніх залежатиме, як слід того сподіватися, від співвідношення густоти двох оточень.

Розглянемо перший випадок: хвиля відбивається від оточення з меншою густотою  $d_2 < d_1$ . Тоді після наведемого вище /§ 24/, відбиття не викликає зміни фази і точка  $M$  /рис. 44/ у русі відбитому матиме ту ж фазу, що і в русі первісному. Нехай віддалення цієї точки від поверхні розподілу  $AB$   $x$ .

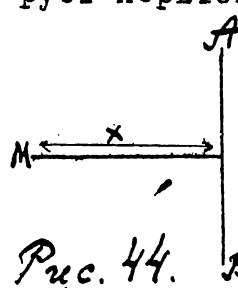


Рис. 44.

Тоді різниця ходу двох промінів виноситься для точки  $M$  величину  $\delta = 2x$ . Ми знаємо що видуги це в ті точки, для яких різниця ходу виносить ПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВИЛЬ. Отже для таких точок повинно бути:  $\delta = 2x = 2n \frac{1}{2}$ , звідки  $x = n \frac{1}{2}$ . Таким чином видугам відповідатимуть точки, віддалені від  $AB$  на  $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots$ . Для вузлів різниця ходу має виносити НЕПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВИЛЬ; отже дісталемо  $\delta = 2x = (2n+1) \frac{1}{2}$ , звідки  $x = n \frac{1}{2} + \frac{1}{4}$ . Таким чином вузлам відповідатимуть віддалення:  $\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, 1, \frac{5}{4}, \frac{7}{4}, \dots$

Перейдемо тепер до другого випадку: ХВИЛЯ ВІДБИВАЄТЬСЯ ВІД ОТОЧЕННЯ З БІЛЬШОЮ ГУСТОТОЮ  $d_2 > d_1$ . В цьому разі в наслідок стражді півхвилі /§ 24/ різниця ходу виноситься:  $\delta = 2x - \frac{1}{2}$ . Отже для видуг матимемо:  $2x - \frac{1}{2} = 2n \frac{1}{2}$ , звідки  $x = n \frac{1}{2} + \frac{1}{4}$ . Отже видугам відповідатимуть точки, віддалені від поверхні розподілу на відстані:  $\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, 1, \frac{5}{4}, \frac{7}{4}, \dots$ . Для вузлів матимемо:  $2x - \frac{1}{2} = (2n+1) \frac{1}{2}$ , звідки  $x = n \frac{1}{2}$ . Отже вузлам відповідатимуть точки з відступами:  $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots$

Рисунки 45 і 46 ілюструють обидва випадки. Хрестиками тут зазначені вузли, точками - видуги.

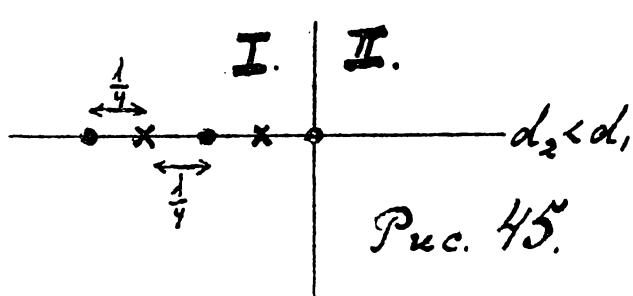


Рис. 45.

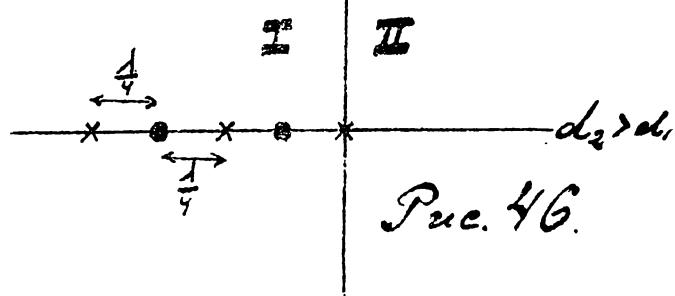


Рис. 46.

§ 26. Перейдемо тепер до ознайомлення з т.зв. ЗАСАДОЮ ДОППЛЕРА. Нехай точка  $A$  /рис. 47/ означає джерело хвильстого руху і від неї в напрямку  $AB$  поширюється промінь. Зазначимо період дрігання через  $T$ , частоту його через  $n$ . Тоді

матимемо:  $\lambda = v \cdot T$ ,  $v = nd$ . Уявимо тепер собі, що в точці  $B$  що лежить на лінії проміння  $AB$  міститься спостерігач, який рахує кількість хвиль, що проходять ПОВІДОМОВНОГО ПРОСТАГІОМ ОДНІЄЮ СЕКУНДОЮ. Точка  $A$  довершує

Рис. 47.

на протязі однієї секунди  $n$  повних дрігань: отже кожну секунду вона витворює  $n$  повних хвиль. Є зрозумілим, що такі  $n$  хвиль і пройдуть поуз спостерігача, як що він сам, а також і джерело руху зберігаючи стан супочинку. Як що ж одна з точок  $A$  та  $B$  посуватиметься здовж лінії  $AB$  тому або іншому напрямку, з'явиться зазнає певних змін і кількість хвиль  $n$ , що проходитиме поуз спостерігача в одну секунду буде загалом одмінною від  $n$ . Зазначимо також ско-

рість точки  $B$  /спостерігач/ через  $u$ , швидкість точки  $A$  /джерело руху/ через  $u'$  /назвамі швидкості вважатимемо додатними, коли віддалення по-між точками  $A$  та  $B$  малі її від'ємними, коли вона зростає/. Знайдемо вартість величини  $n'$  для всіх можливих випадків.

I. СПОСТЕРІГАЧ ТА ДЖЕРЕЛО РУХУ є НЕРУХОМІ / $u=0, u'=0$ /. В цьому разі маємо  $n'=n$

II. ДЖЕРЕЛО  $A$  лишається нерухомим, спостерігач  $B$  ПЕРЕКУВАЄ В СТАНІ РУХУ / $u'=0, u \neq 0$ /. Нехай  $u > 0$ , себ-то спостерігач НАБЛІДУЄТЬСЯ до джерела руху. Нехай він за певний проміжок часу  $t$  пересунувся до точки  $B'$ , відбувши таким чином дорогу  $B'B = s$  /рис.47/; отже матимемо  $s = ut$ . Як що би спостерігач залишався нерухомим, то за проміжок часу  $t$  повз його проплило би  $nt$  хвиль; при даних же умовах ця кількість буде більшою, а саме  $u't$ . Різницю по-між двома останніми величинами втворюють очевидчаки ті хвили, що виповнюють інтервал  $B'B$ . Кількість таких хвиль буде  $\frac{s}{u} = \frac{ut}{u} = t$ ; отже дістамо:  $u't - nt = t$  або  $n' = n + \frac{u}{v}$ . Але  $A = \frac{u}{v}$ , де  $v$  є швидкість поширення хвильастого руху. Через те остаточно дістамо такий вираз:

$$n' = n + n \frac{u}{v} = n \frac{v+u}{v}. \quad /53/$$

Вважатимемо тепер  $u < 0$  себ-то жехай спостерігач ВІДДАЛЯЄТЬСЯ від джерела руху. Тоді  $s = BB' = -ut$ . Отже дістамо:  $n' = n - \frac{u}{v}$ . Як що умовимося величину  $u$  брати з відповідним знаком, вважаючи її додатною, тоді коли точка  $B$  наближується до точки  $A$  і від'ємною, коли вона віддаляється, останній вираз зможемо переписати так:  $n' = n + \frac{u}{v}$ , що приводить нас до попереднього виразу /53/.

III. СПОСТЕРІГАЧ  $B$  ЗАЛИШАЄТЬСЯ НЕРУХОМИМ, ДЖЕРЕЛО  $A$  ПЕРЕКУВАЄ В СТАНІ РУХУ / $u=0, u \neq 0$ /.

Нехай  $u' > 0$  себ-то джерело руху НАБЛІДУЄТЬСЯ до СПОСТЕРІГАЧА. Введемо на лінії  $AB$  /рис.48/ точку  $C$ , що задовільняла би умові  $AC = l$ , Як що би точка  $A$  перебувала в стані супочинку, то ця точка мала би туж фазу, то й точка  $C$ . Уявимо, що за проміжок часу  $T$  точка  $A$  пересунулася на віддалення  $s = AA' = u'T$ . Тоді однаково з точкою  $C$  фазу матиме вже точка  $A'$ . Довжина хвилі  $A$  зміниться очевидчаки при сьому на величину  $l' = A'C$ . Через те, що швидкість поширення хвильастого руху не залежить від того чи спочиває джерело руху, а чи перебуває в стані руху, маємо написати:  $v = nl = n'l'$ , звідки я дістамо:  $n' = n \frac{l'}{l} = n \frac{u'T}{l}$ . А через те, що  $l' = l - s$ , останній вираз перепишемо так:

$$n' = n \frac{uT}{vT - uT};$$

або остаточно:

$$n' = n \frac{v}{v - u}, \quad /54/.$$

Як що би швидкість  $u'$  мала від'ємну вартість, вираз /54/ змінився би на такий  $n' = n \frac{v}{v+u}$ . Як що ж умовимося швидкість  $u'$  брати з відповідним знаком, вважаючи її додатною у випадку НАБЛІДЕННЯ точки  $A$  до точки  $B$  її від'ємною у випадку її віддалення, то вираз /54/ зберігає свою силу при всяких умовах.

Наведене вище приводить нас до такого дуже важливого висновку: ПРИ ПЕРЕСУНЕННІ ДЖЕРЕЛА РУХУ В НАПРЯМКУ ДО СПОСТЕРІГАЧА ДОВЖИНА ХВИЛІ МАЛІ, ПРИ ПЕРЕСУНЕННІ ІЗ ОДНОСТОРІГАЧА ВОНА ЗРОСТАЄ.

IV. Загальний випадок: і СПОСТЕРІГАЧ  $B$  і ДЖЕРЕЛО  $A$  ПЕРЕКУВАЮТЬ В СТАНІ РУХУ / $u \neq 0, u' \neq 0$ /.

Рух спостерігача  $B$  збільшує величину  $n$  в  $\frac{v+u}{v-u}$  разів; рух джерела  $A$  збільшує її в свою чергу в  $\frac{u'}{u}$  разів. Отже загальне збільшення виноситиме:  $\frac{v+u}{v-u} \cdot \frac{u'}{u}$ . Таким чином матимемо:

$$n' = n \frac{v+u}{v-u} \cdot \frac{u'}{u}, \quad /55/$$

Введемо зазначення:

$$c = u + u' \quad /56/$$

Як що ми примемо до уваги те, що було сказано вище про величини  $\zeta$  та  $\zeta'$  то величина  $C$  подастъ нам ЗГЛЯДНУ /ВЗАЄМНУ/ СКОРІСТЬ ТОЧОК  $A$  ТА  $B$ . В такому разі вирази /54/ та /55/ прибирають такий вигляд:

$$n' = n \frac{v + u}{v + u - c}, \quad /57/$$

$$n' = n \frac{v - u' + c}{v - u'}, \quad /58/$$

з чого видно, що величина  $n'$  залежить не тільки від  $c$ , а також і від кожної зі скоростей  $u$  та  $u'$ . При умові  $u = -u'$ , себ-то тоді, коли точки  $A$  та  $B$  порушуються з однаковими скоростями в згідних напрямках ми маємо:  $c = 0$ , а через те:  $n' = n$ .

§ 27. Нехай здовж лінії  $AB$  /рис.49/ поширюється поперечний хвилястий рух; тоді кожда точка, що знаходитьсь на лінії проміня, наприклад точка  $M$  може довершувати в прямовій до лінії  $AB$  площині  $SS'$  дрогами ДОВІЛЬНОГО напрямку /наприклад  $ab$ ,  $cd$ ,  $ef$ , .../. Іноді можуть однаке витворитися такі умови, що всі точки, які лежать на лінії проміня  $AB$  здібні довершувати дрогання лише в одній певній площині, наприклад у площині  $XYMP$  /рис.50/. Тоді такий промінь ми назовемо ПОЛЯРИЗОВАНИМ, а самому з'явившомуся дамо назву ПРОСТОЛІНІЙНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ. Площа  $XYMP$  визначить собою ПЛОЩУ ПОЛЯРИЗАЦІЇ. Дрогання точок поляризованого проміня по-за межами площині поляризації при жадних умовах відбувається не можуть.

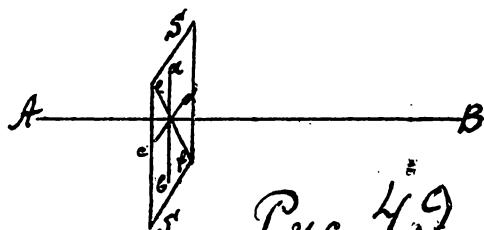


Рис. 49.

III. Площа  $XYMP$  визначить собою ПЛОЩУ ПОЛЯРИЗАЦІЇ. Дрогання точок поляризованого проміня по-за межами площині поляризації при жадних умовах відбувається не можуть.

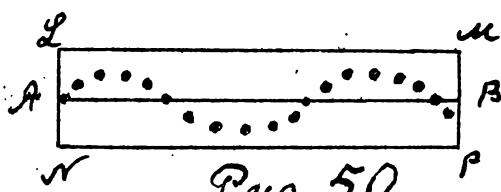
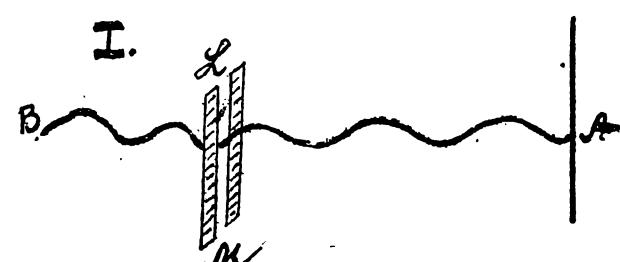


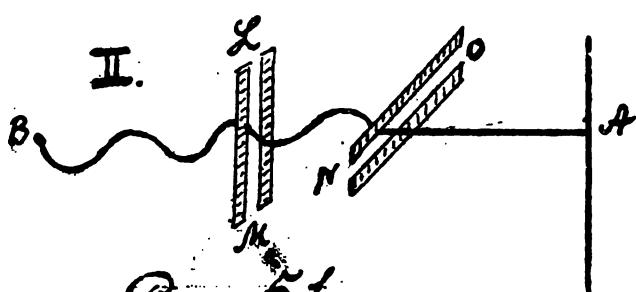
Рис. 50.

до точки  $A$ . Щільна в цьому

до викладеного може бути подана ілюстрація за поміччу моделі з гумової трубки. Як що останню замріпти в точці  $A$  /рис.51,I/, і, пропустивши через щілину  $X$ , привести в точці  $B$  у дрігачий рух, зорієнтований в площині  $XYMP$ , то від  $B$  почнуть поширюватись хвилі, що доходитимуть випадку не затримуватиме хвиль. Як що ж далі ми на дорозі хвилястого руху поставимо другу щілину  $NO$ , так, що площа  $AOB$  буде відмінною від площини  $XYMP$  /рис.51,II/, то, повторивши досвід, ми в інтервалі по між щілиною  $NO$  та точкою  $A$  хвилі уже не дістамо; тут гумова трубка перебуватиме все в супочинку. Де є вислідом того, що промінь споляризований в площині  $XYMP$ , не може поширюватись в оточенні в іншою площею поляризації.



I.



II.

Рис. 51.

ЗАУВАЖЕНІ ПОМИЛКИ.

<u>Сторінка</u>	<u>Рядок</u>	<u>Написано</u>	<u>Має бути:</u>
10	II змізу	$t:T=x:1$	$\tau:T=x:1$
16	5		Речення: "В КОЖДОМУ ЗІ СКЛАДОВИХ РУХІВ ЧАСТОЧКИ....." має бути вміщено НА ПОЧАТКУ СТОРІНКИ ПЕРЕД реченням: "ПРИ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ДВОХ ПРОМІНІВ....."
16	24 змізу	точки $O_2, O_{T\alpha} O''$	точки $O_2$ та $O''$
16	9 "	відхилення $s_\alpha = A = (\alpha - \beta)$	відхилення: перша $s_\alpha = +A \approx +(\alpha - \beta)$ , друга $s_\alpha = -A \approx -(\alpha - \beta)$ .
17	14	точки $P, Q, R, \dots$	точки $C, Z, E$ .
19	10	$s_i: s_2 = \xi_i^2$	$s_i: s_2 = \xi_i^2: \xi_2^2$

— • ◎ • —

# Наука про звук

або

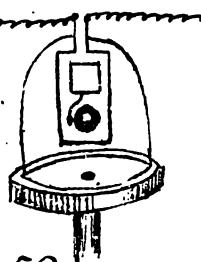
## акустика.

§ 23. У своєму місці /§ 5 част. I/ ми зазначили, що кожде фізичне з'явіще має дві сторони: одну - реальну, фізичну, другу - уявну, фізіологічну. Відповідно до цього ми можемо сказати: ЗВУК дамо подвійне визначення. ЗВУК як з'явіще ФІЗИЧНЕ ТВОРІТЬ СОБОЮ ПЕВНІ ДРОГАННЯ ПРИМІГОГО ОТЧЕННЯ, що ПРИБИРАЮТЬ ФОРМУ ХВИЛЯСТОГО РУХУ. ЗВУК, як з'явіще ФІЗІОЛОГІЧНЕ, є ПЕВНОГО РОДУ ВРАЖЕННЯ, яке ПЕРЕЙМАЄТЬСЯ НАШИМ ОРГАНОМ СЛУХУ.

§ 29. Для того, щоби повстали хвильястий рух того або іншого оточення, є конче необхідна присутність МАТЕРІАЛЬНОГО ДРОГАЮЧОГО ТІЛА, що з'являється би ДЖЕРЕЛОМ названого руху. Таким джерелом можуть бути тіла як тверді, так рідкі й газові. Удар двох камінців один об другий витворює стук, хвилі на морі, себ-то рух часточок води, дає шум, вибух пороху себ-то енергійний рух газових мас витворює також певний звуковий ефект. Дрогання цих або інших тіл передаються нашим органом слуху не безпосередньо, а передаються через ВОЗДУШНЕ ОТЧЕННЯ. Таким чином воздушні маси земної атмосфери відограють роль передатчика звукових дрогань. Аналогічну роль виконують й інші оточення. Ми знаємо, що звук передається водою, що він проходить крізь мури будинків й т. інш. З теорії хвильястого руху безпосередньо слідує, що ПЕРЕТАЧКОМ ЗВУКУ МОЖЕ СЛУЖИТИ ЗАГАЛОМ ВСЯКЕ ПРУЖИВЕ МАТЕРІАЛЬНЕ ОТЧЕННЯ. Як що оточення не має матеріальності природи, звук у ньому ПОШИРЮВАТИСЯ НЕ МОЖЕ. В цьому легко переконається на досвіді, помістивши під давім вовдушної помпи електричний давінок /рис. 52/. Після випомпування вовдуху звук перестає доходити до нашого слуху, хоч ми й бачимо, що молоточок давінка продовжує дрізнати. Впускаючи під давім вовдух, дістанемо знову враження звуку.

Частота дрогань /n/ тіла, що витворює звук, може бути ріжкою, але вона, як то показує досвід, обмежена певними границями. Не всякі дрогання викликають в нашему органі слуху враження звуку. Таке враження спровалюють лише ті дрогання, що лежать в інтервалі від 16 до 20.000. Отже за винятком поодиноких індівідуумів дрогання в частотою меншою від 16 й більшою від 20.000 не передаються органом слуху. Цей факт з особливою силою підкреслює суб'єктивно - зглядний характер з'явіща звуку.

Рис. 52.



§ 30. Перейдемо тепер до розгляду питання про досвідне визначення скорості поширення звуку у вовдуці та інших оточеннях. Це питання зацікавило наукову думку вже досить давно й ми бачимо спроби в цьому напрямку в XVII столітті /Мерсене/. Року 1738 Французька Академія Наук доручає дослідження цієї справи спеціальній комісії. Року 1822 нова комісія, до складу якої належать такі видатні імена як АРАГО, ГЕЙ-ЛОСАК та ГУМБОЛЬДТ, переводить нові поміри скорості поширення звуку у вовдуці. Обидві комісії користали з усе тієї ж методи - помірювати часу по-між виблиском світла при отрілі в гармати та повстанням звуку. Аналогічні досвіди переводили пізніше поодинокі дослідувачі /окремо слід згадати досвіди РЕНЬІО /Рене-Андре/ і Кундтом /Кінсліт/ було вказано пінну ПОСЕРЕДНЮ методу, основану на з'явіщі

інтерференції /див. далі/.

На сьогодні для величини  $v$  скорості звуку у вовзусі маємо приняти вартість:

$$v = 332,8 \frac{\text{метр}}{\text{сек.}}$$

що стосується до сухого вовду при нормальному тисненні й температурі  $0^{\circ}$ . Зміна температури в значній мірі впливає на вартість величини  $v$ . Нк то слідує зі звору Ньютона /32/, в підвищенні температури скорість  $v$  має зростати. При  $t = 15^{\circ}\text{C}$   $v$  виносить приблизно  $341 \frac{\text{метр}}{\text{сек.}}$ .

Для деяких інших газів маємо такі вартості:

Кисень . . . . .	$317,0$	-----	метр.
Чотириокис вуглеця / $\text{CO}_2$ / . . .	$261,5$	сек.	"
Водень . . . . .	$1269,2$	"	"

Як бачимо водень займає в даному разі виключне положення.

Скорість поширення звуку у воді була вперше помірена КОЛАДОНОМ та ШТУРМОМ, які розпочали свої досвіди на прикінці року 1826-го, на Женевському озері. Постановку цих досвідів ілюструє рис. 53. Звук від спущеного з човна у воду дзвони  $\mathcal{D}$  проходив певне віддалення  $x$  і поступав до труби  $T$ , по якій доходив до вуха спостерігача в тоці  $O$ . Вартість обчисленої таким способом скорості при температурі  $t = 8^{\circ}\text{C}$  була:  $v = 1437 \frac{\text{метр}}{\text{сек.}}$ .

Що до скорості поширення звуку в твердих тілах, зокрема наприклад у металах, то на пічставі помірів, переведених останніми часами, маємо такі табл.:

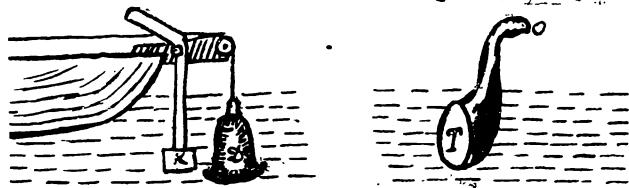


Рис. 53.

Оліво . . . . .	$1228,3$	----
Золото. . . . .	$1742,5$	"
Срібло. . . . .	$2707,0$	"
Мідь . . . . .	$3555,8$	"
Сталь . . . . .	$4985,6$	"

Величина скорості зростає, як бачимо, при переході від металів менше пруживих до металів більше пруживих.

Ф 31. Оскільки звук творить собою хвилястий рух, - звукова хвиля несе в собі певну кількість кінетичної енергії /31/, джерело звуку /труна, камертон і т. інш./ дістас таку енергію зі зовнішнім /удар/ й передає її вовздушному оточенню. Але така передача не відбувається у повній мірі: лише частина первісної енергії передається тим часточкам зовнішнього оточення, які своїм рухом витворюють звукову хвилю. Решта енергії йде на поборення внутрішнього тертя по-між молекулами самого тіла, що витворює звук; ця енергія зрештою переходить у ТЕПЛО. Аналогічний процес відбувається і в самій хвилі; це стає причиною тяглого розсіяння енергії, вислідом якого є ЗАГАСАННЯ звукових хвиль. Чим більшим є тертя по-між часточками того оточення, в якому поширюється звук, тим скоріше відбувається загасання звукових хвиль. Через те наприклад звук але переходить через розгородки зроблені з соломи, волоку і т. п. матеріалів. Навпаки у помітній мірі проходить він через пруживі тверді тіла: металі, дерево, камінь; з цієї причини до наших помешкань вільно доходять всі звуки вулиці й цілого зовнішнього життя.

У вовзусі звук росходитьться тим краще, чим він є чистішим, зокрема чим менше в ньому водяної пари. Того в ясну морозну погоду всі звуки видаються такими виразними, давінкими і їх буває так далі чути.

Ф 32. Як що при своєму поширенні звукова хвиля зустрічає поверхні розподілу двох оточень, що розріжняються по-між собою або пруживістю, або густотою, то через таку поверхню розподілу проходить лише частина хвилі, а друга її частина назнає ВІДБИТЯ. Це в'язніще можна добре продемонструвати на двох УГНУТИХ ДЗЕРКАЛАХ /рис. 54/, в огнищі одного з яких міститься як-небудь джерело звуку /наприклад кешеньковий годинник/, а до вогнища другого наближується вухо. Тоді звук, якого за значністю віддалення до того не було чути, виразно доходить до вуха.

Відбитий звук часом долучається до первісного звуку і зливається з ним, а часом його можна буває почути ОКРЕМО від звуку первісного. В першому випадку, коли звук відбитий влучається з первісним і його змінюює, ми маємо т.зв. ПОГОЛОС або РЕЗОНАНС, в другому випадку ми дістаемо ЛУНУ або

## ВІДГОМІН.

Наше вухо збудовано таким чином, що будь який звук воно переймає як ОКРЕМЕ слухове враження лише тоді, коли названий звук буває відділений від інших звуків часовим інтервалом не менше як в  $\frac{1}{75}$  секунди. Отже ЛУНА може витворитися лише тоді, коли звук відбитий надходить після звуку первісно-го НЕ РАНІШЕ як ЧЕРЕЗ 0,1 СЕКУНДИ. За такий протяг часу звук проходить біля 33 метрів; отже через те, що при відбиванні від якогось тіла звукова хвиля проходить подвійну дорогу-одну до тіла, другу від нього - бачимо, що ЛУНА може витворитися лише тоді, коли віддален-ня  $s$  названого тіла від джерела звуку задоволь-нє вимозі:  $s \geq 16,5$  метрів. Це торкається коротких звуків /односкладових слів/; для звуків більше довгих /кількаскладових слів/ потрібується й біль-ше віддалення.

Як що тіла, що відбивають звук, ріжно віддалені від джерела останньо-го, то при певних сприятливих умовах може повстати МНОГОСКРАТНА ЛУНА. Тоді відбиті звуки, розділені по-між собою певними часовими інтервалами, надхо-дять до вуха кождий зокрема.

Відбиття звукових хвиль підпадає загальному закону хвильистого руху /§ 21/. Це береться під увагу при будівлі помешкань, призначених до публіч-ного вживання, особливо ж театрів та концертових залів. Стелі останніх надаєть-ся такий вигляд, при якому звуки, що йдуть від сцени чи естради, мають випов-нювати собою цілу залу.

Відбивання звуку використовується також для СКОНЦЕНТРОВАННЯ ЕНЕРГІЇ ЗВУКОВИХ ХВИЛЬ. При звичайних умовах такі хвилі поширяються в усіх без ви-нятку напрямках, через що іноді більша частина звукової енергії марно заги-бає. Щоби уберігти її від такої страти й дати звуковім хвилі належний напря-мок з'ужується т.зв. ГОВІРНИХ ТРУБ чи РУПОРІВ. Перші служать для передачі ріжних команд, разом на морі, по-між двома караблями й т.и.нш. других зужи-вається для змінення звуку в різних музичних інструментах та фонографах і грамофонах. Хід звукових промінів у говірні трубі показує рис. 55.

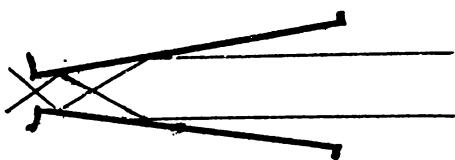


Рис. 55.

§ 33. При переході з одного оточен-ня до другого звукові хвилі підпадають також і УЛАМАННЮ. Це можна перевірити на такому досвіді. В одній з точок  $A$  /рис. 56/, що виготована з колодіума й виповнена чоти-риокисом вуглеця /CO<sub>2</sub>/, міститься кешель-ковий годинник. Тоді у певній точці  $B$  по другий бік сочки вухо виразно ловить звук годинника, який зникає, як що сочку  $A$  усунуті геть.

§ 34. Наше вухо розріжняє по-між собою звуки, які походять не тільки від ріжноманітних джерел, але також і від однакових джерел /наприклад гудки двох паротягів/. Така здібність нашого ор-гана слуху має свою підставою певні вла-стивості самої природи звуку. Такими вла-стивостями, що дозволяють перевести док-ладний розподіл звуків, з'являється: НАПРУЖЕННЯ звуку, його ВИСОТА та ТЕМБР або ОКРАСКА.

Напруження звуку характеризує енер-гію звукової хвилі що впершу чергу, як нам відомо, залежить від амплітуди дро-галь джерела звуку, а після того також і від низки інших чинників: од властивостей самого джерела /зокрема від його маси/ від властивостей оточення, що передає звук, од віддалення джерела звуку від уха /змінюється відворотно-пропорціє-

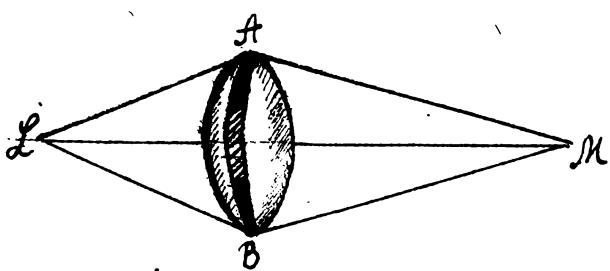


Рис. 56.

зvuk, од віддалення джерела звуку від уха /змінюється відворотно-пропорціє-

нально до його квадрату / й нарешті від способу поширення звуку / розходження його в одному напрямку чи в різних/. Два звуки цілком ідентичні по своєму характеру можуть мати різні напруження; так наприклад звуки від висувів неоднакових кількостей пороху відріжнитимуться по між собою лише напруженнями. По напруження звуку не можна докладно міркувати про енергію звукової хвилі, бо не всі звуки однаково вражают наше вухо / високі - сильніше, низькі - слабше/.

Таким чином напруження звуку зростає: 1/ зі збільшенням маси джерела звуку, 2/ зі збільшенням його амплітуди, 3/ зі збільшенням частоти  $n$ , або зменшенням періоду дрогань  $T$ , 4/ зі збільшенням густоти оточення, 5/ зі збільшенням його пруживості і 6/ зі зменшенням віддалення.

Кожде тіло може відбувати дрогаючий рух ріжноманітно. Частота його дрогань може вазнавати змін у досить значних інтервалах. Така частота дрогань джерела звуку визначатиме собою ВИСОТУ звуку. Чим більшою буде частота дрогань тим вищим буде звук; чим вона буде меншою, тим звук буде нижчим. При певному максімуму чи мінімуму частоти звук, як то було вже зазначено стає остільки високим або низьким, що вже не передається людським органом слуху. Зі сказаного слідує що ВИСОТА ЗВУКУ ЗАЛЕЖИТЬ ЛІШЕ ВІД ЧАСТОТИ ДРОГАНЬ і що ця остання величина в повній мірі її визначає. Зріст пруживих молекулярних сил викликає збільшення частоти  $n$ , а через те її збільшення висоти звуку. Ось через що при натяганні струни том її підвищується.

Два звуки однакової висоти можуть спровалити на наше вухо відмінні враження, як що вони походять від різних джерел; наприклад однакові поти, взяті голосом та на скрипці або на роялі лехко розріжняються нашим органом слуху. Причина цього полягає в тому, що називається ОКРАСКОЮ звуку. Зупиняється на докладному аналізі цього явища ми не будемо.

§ 35. Тривалий звук певної висоти ми називатимемо ТОНОМ. Звук нетривалий /наприклад звук удару/ або звук, що складається з низки тонів ріжної висоти, які не витворюють одного спільного тону, називається ШУМОМ. Як що два тони мають однакову висоту, то таке явище називається УНІСОНОМ.

Для поміру висоти звуків існують різні методи; розглянемо тут дві з них: 1/ ГРАФІЧНУ МЕТОДУ та 2/ МЕТОДУ СИРЕНИ.

Графічна метода полягає в наступному: до тіла, яке витворює звук /давін, струна, камертон/ прироблюється тонке перце яке дотикається вальця з накрученим на нього аркушем закопченого паперу /рис. 57/. Вісь вальця має шарову нарізку, через що він при кожному обороті посувався з напрямку вони на один крок шруби. На папері пером викресляється при цьому сімусоїда, по якій лехко підраховати кількість дрогань, довершених тілом за час досвіду, а через те її визначити частоту звуку.

Метода сирени полягає в тому, що за пімічу останньої витворюється такий звук, висота якого була би ідентичною з висотою даного. Частота звуку сирени, знайдена безпосереднім поміром, дає таким чином частоту даного звуку.

Ми розглянемо тут сирени двох типів, а саме: сирену ЗЕЕБЕКА /Seebek - 1805-1849/ та сирену КАНЬЯР-де-ЛЯ-ТІРА /Cagniard de Tousc, 1777-1859/. Сирена Зеебека /рис. 58/ являє собою металевий круг в де-кількома

групами дірок, кожда з яких рівномірно розподілена по коловій лінії. Су迫切и того або іншого з кол міститься трубка через яку видувається відповідний ток вітру. Коли вітровий ток вистрічає круг, витворюється СТИСК вітру; як що до трубки наблизиться одна з дірок, стиснутий вітром енергійно проходить крізь неї, при чому витворюється РОСТИСК вітру. Стиски й ростики далі правильно чергуються по між собою, наслідком чого - при відповідній частоті обертання кругу витворюється звук. Як що кількість дірок  $n$  і число обертань на секунду виносить  $m$ , то частота звукових дрогань визначиться виразом:

$$n = \alpha \cdot m.$$

Сирена, кількості дірок в її ободівоких рядах якої стосуються по між собою яко  $4:5:6:8$ , називається АККОРДОЮ.

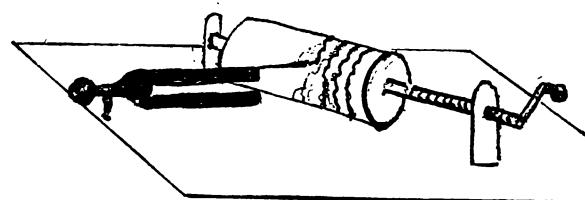


Рис. 57.

Сирена Каньяр-де-Ля-Тура /рис. 59/ уявляє собою металеву скриньку  $W$ , покришка якої має низку діроочек; останні розміщені по колу й мають октавний напрямок /рис. 60/.

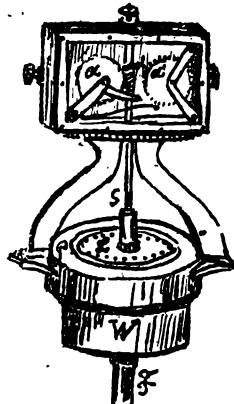


Рис. 59.

Безпосередньо над покришкою  $\mathcal{P}$  міститься кружало  $\mathcal{L}$ , що має цілком аналогічний ряд скісних діроочек, з'орієнтованих однаке протилежно першим. Це кружало нерухомо злучене з віссю  $S$ , рух якої за поміччу шруби без кінця  $\alpha$  передається зубчастому колесцю  $\omega$ ; останнє злучене зі стрілкою, що показує кількість обертів. Коли колесце  $\omega$  зробить один повний оберт, друге колесце  $\omega'$  пересувається на  $\frac{1}{2}$  обороту. Таким чином одна стрілка ( $\alpha'$ ) показує сотні обертів кружала друга ( $\alpha$ ) - одиниці їх. Скринька  $W$  має в своєму днищі відтулину  $C$  через яку по трубі  $F$  вдувається повітря; останній приводить в рух кружало  $\mathcal{L}$  й витворює звук.

Нехай повітря вдувається  $T$  сейунд і кружало  $\mathcal{L}$  довершило за цей час  $N$  обертів; хай далі кількість діроочек виносить  $m$ . Тоді частота звуку  $n$  визначиться взором

$$n = \frac{m \cdot N}{T}$$

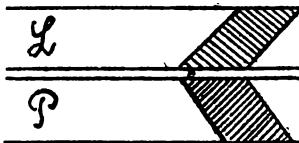


Рис. 60.

§ 36. Як що частота джерела звуку з бігем часу лишається сталою, то звук стало зберігає певну висоту. Однаке це має місце лише тоді, коли джерело звуку та вухо спостерігача перебувають в стані взглядного супочинку. Як що ж або спостерігач або джерело звуку не знаходиться в названому стані й наближаються один до другого, або віддаляються, то після ЗАСАДИ ДОППЛЕРА /§ 26/ частота звукових дрогань підвищується або зменшується відповідним змінам. Взори /53/, /54/ та /55/ показують що при ВЗАЄМНОМУ НАБЛИЖЕННІ ДЖЕРЕЛА ЗВУКУ ТА СПОСТЕРІГАЧА ЗВУК МАЄ ПІДВИЩУВАТИСЯ, ПРИ ВЗАЄМНОМУ ІХНЬОМУ ВІДДАЛЕННІ - НАВПАКИ ЗНИЖУВАТИСЯ. Ілюстрації до засади Допплера у звукових з'явленнях ми можемо знайти в нашому житті. Коли наприклад паротяг зі свистом швидко наближується до нас, ми відчутно відчуваємо підвищення звуку; коли він навпаки віддаляється, так само відчутно помічається зменшення висоти звуку.

§ 37. Досвід показує, що не всякий тон спровадяє наше вухо приємне враження. Так само СКЛАДНИЙ ТОН приємно вражає наше вухо лише тоді, коли частоти його складових тонів перебувають по-між собою у певних співвідношеннях, що виражаються стосунками цілих чисел. Як що через  $n$  вказуємо частину якогось ОСНОВНОГО тону, то частоти названих тонів визначить наступний ряд:

$$I, II, III, IV, V, VI, VII;$$

$$n, \frac{2}{3}n, \frac{5}{4}n, \frac{4}{3}n, \frac{3}{2}n, \frac{5}{3}n, \frac{15}{8}n, 2n.$$

Тон  $2n$  називається ОКТАВОЮ основного тону  $n$ . Другий тон наведеного ряду дає СЕКУНДУ основного тону, третій - ВЕЛИКУ ТЕРЦІЮ, четвертий - КВАРТУ, п'ятий - КВІНТУ, шостий - СЕКСТУ, сьомий - СЕПТІМУ. Ці тони в сучасній музиці вказуються: *do, re, mi, fa, sol, la, si, do*.

Такий ряд має назву НАТУРАЛЬНОЇ ДІАТОНИЧНОЇ СКАЛІ *dur* або ДІАТОНИЧНОЇ ГАММИ. Стосунок одного тону до другого дає т.зв. ІНТЕРВАЛ. Отже діатонична скала має інтервали

$$\frac{2}{3}, \frac{5}{4}, \frac{4}{3}, \frac{3}{2}, \frac{5}{3}, \frac{15}{8}, 2.$$

Дотеперіше окреслення справи витворення музичної скалі має цілком згяданий характер. Щоби змінити його на абсолютний необхідно ЗА ОСНОВНИЙ ТОН ПРИЙТИТЬ ТОН ПЕВНОЇ, ТОЧНО ОЗНАЧЕНОЇ ВИСОТИ. За такий НОРМАЛЬНИЙ ТОН вважається тон ЧАСТОТИ 435 $\text{Hz}$ . Він означається символом  $\alpha'$ ; символ  $\alpha''$  означає вищу октаву його, символ  $\alpha'''$  - нижчу. Подібне вказування вживается й для інших музичних звуків. Як слідує з визначення, що було нами дано поняття: інтервал, величина останнього залежить виключно від стосунку частот тонів, а не від різниці по-між ними. Діатонична скала має сім інтервалів що мають наступні

$\mathcal{D}$  Цей тон має третя /рахуючи від грубої/ струна скрипки

вартості:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
$\frac{9}{8}$	$\frac{10}{9}$	$\frac{16}{15}$	$\frac{9}{8}$	$\frac{10}{9}$	$\frac{9}{8}$	$\frac{16}{15}$	

Як бачимо п'ять з них мають більшу вартість  $\frac{9}{8}$  або  $\frac{10}{9}$  / і два менші  $\frac{9}{8}$  / . Через те є можливість більші інтервали виповнити додатковими тонами, що називаються ПІВТОНАМИ. Півтон, частота якого виносить  $\frac{16}{15}$  частоти якогось тона, дає ДІЕЗ /# / цього тона; а півтон частоти  $\frac{10}{9}$  тона, дає БЕМОЛЬ /b / його.

Скала складена з 7 тонів та 5 півтонів називається ХРОМАТИЧНОЮ СКАЛОЮ, або ХРОМАТИЧНОЮ ГАММОЮ.

Тони, частоти яких стосуються по-між собою як 1:2:3:4:5:6... називаються ГАРМОНИЧНИМИ ТОНАМИ.

§ 38. Ми вже визначили що приемне для нашого вуха враження спровадяє комбінація лише таких тонів, які перебувають по-між собою В НЕСКЛАДНОМУ ВІДНОШЕННІ. Чим пе останнє буде простішим, тим складний тон буде приемнішим. Найбільше прості опіввідношення дають комбінації основного тона  $n$  з такими тонами:

$$m_i, m_i^b, fa, sol, la \\ \frac{5}{4}, \frac{6}{5}, \frac{4}{3}, \frac{3}{2}, \frac{5}{3}.$$

В усіх цих випадках, коли синтез двох тонів витворює для нашого вуха приемне враження, вислідний тон ми называемо ГАРМОНІЙНИМ. Як що враження навпаки є неприємним, у протилежності ГАРМОНІЇ ми кажемо про ДИССОНАНС. Гармонію можуть витворювати не лише два, а також і більша кількість звуків. В цьому разі складний тон називається АКОРДОМ. Найбільш відомими є акорди МАЖОРНИЙ та МІНОРНИЙ, що складаються з тонів: перший  $do, m_i, sol, do$  ( $\frac{5}{4}, \frac{6}{5}, \frac{4}{3}, 2$ ) другий -  $do, m_i^b, sol, do$  ( $1, \frac{6}{5}, \frac{3}{2}, 2$ ).

§ 39. У своєму місці ми визначали, що всякий періодичний дрогаючий рух може бути трактований, яко вислідний де-кількох простих гармонічних рухів /т.зв. засада ФУРЬЕ/. Отже ВОЛНІЙ СКЛАДНИЙ ТОН є СУМОЮ ДЕ-КІЛЬКОХ ПРОСТИХ ГАРМОНІЧНИХ ТОНІВ, З ЯКИХ КОЖДИЙ ВІДПОВІДАЄ ПРОСТОМУ ГАРМОНІЧНОМУ РУХУ ДЖЕРЕЛА ЗВУКУ. Це ЗАКОН ОМА /Georg Simon Ohm/ 1787-1854/. Найнижчий з наваних гармонічних тонів називається ОСНОВНИМ. Він є найсильнішим; решта тонів в'являються слабшими; вони витворюють те, що ми назвали ОКРАСКОЮ звуку.

Всяке пруживе тіло, приведене в дрогаючий рух, дає певну групу тонів, що дістають назву ТОНІВ ВЛАСТИВИХ. Як що до властивих тонів належать тони, відмінні від гармонічних основного тона, то вислідний звук СТРАЧУЄ СВОЮ ЧИСТОТУ, перестає бути МУЗИЧНИМ ТОНОМ /звуки барабанів, бубнів, тарільців й т. інш./. Чисті музичні тони дають лише музичні інструменти /скрипка, рояль, труба і т. д./.

§ 40. Перейдемо до ознайомлення з ЗАКОНАМИ ДРОГАННЯ СТРУН. Ці закони виведені теоретично - дорогою математичного аналізу-ї перевірені на досвіді. Кожда струна може відбувати дрогання в різні способи. Вона може дрогати як єдине ціле /рис. 61 I/, може поділюватися на дві, три, чотири й більше частин /рис. 61, 2, 3/. В першому випадку повстаете лише ОСНОВНИЙ ТОН, в усіх інших випадках струна дає відповідні ГАРМОНІЧНІ ТОНИ; так наприклад у другому випадку /рис. 61, 2/ ми дістанемо гармонічний тон частоти  $2n$ , в третьому /рис. 61, 3/ - частоти  $5n$ . Дрогання струни матимуть при цьому вигляд СТОЯЧИХ ХВІЛЬ. Точки  $a, a', a'', a'''$  визначатимуть собою ВУЗЛИ. Як що в таких точках повісити клаптики паперу, то останні зберігатимуть стан супочинку.

Як що струна довжини  $l$  відбуває дрогання як єдине ціле, то ми маємо /рис. 61, 1/:  $l = \frac{\lambda}{2}$  або  $l = \lambda$  звідки  $\lambda = \frac{l}{2}$ ;  $n = \frac{v}{\lambda}$ , де  $v$  є скорість поширення хвиль

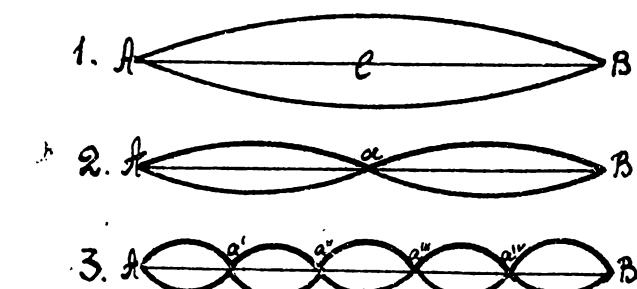


Рис. 61.

Лястого руху в струні: як що на струні юстнє  $m$  узлів то для частоти дрогань матимемо вираз:

$$n = m \frac{v}{2l};$$

який показує, що величина  $\lambda$  зростає пропорціонально до числа частин, на які поділяється струна. Зазначимо частоту основного тону через  $n'$ ; тоді вираз можна написати так:  $n = mn'$

себ-то якщо струна поділяється на  $m$  частин, то вона дає гармонічний тон частоти  $m$  згідно основного.

МЕРСЕН /Mersenne, 1588-1648/ після теоретичних обчислень та досвідної перевірки дав наступний вівір для визначення частоти  $n$  основного тону струни:

$$n = \frac{1}{cd} \sqrt{\frac{s}{s - s_0}}$$

/60/

де  $l$  є довжина струни,  $d$  - промір ії перерізу,  $s$  - ії густота й нарешті  $s_0$  - натяжна сила.

Таким чином бачимо що густота броґань струни:

1/ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ДОВЖИНИ СТРУНИ,

2/ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ПРОМІРУ ПЕРЕРІЗУ,

3/ ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КОРІНЯ КВАДРАТОВОГО З СИЛІ НАТЯГАННЯ І

4/ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КОРІНЯ КВАДРАТОВОГО З ГУСТОТИ.

Для перевірки всіх цих законів на досвіді служить пристрій, який має назву МОНОХОРДУ. Практичне використання законів дрогання струн ми спостерігаємо в т.зв. СТРУННИХ ІНСТРУМЕНТАХ. Техничний бік такого використання всім відомий й ми на ньому зупиняємося не будемо. Роля тих порожніх дерев'яних скриньок, які творять основу кожного з таких інструментів окреслюється сама собою: вслід за струнами вони приходять в рух, передають далі цій останній воздушним масам, які знаходяться всередині них і таким чином змінюють інтенсивність первісного звуку струни.

§ 41. Воздух може не лише виконувати функції передатчика звукових дрогань, а також і самому виступати в ролі ДЖЕРЕЛА ЗВУКУ. Як що, наприклад, надути воздухом гумовий балон, то при певному напруженні гума ворзивається, віддає відповідно відповідно зусиллям вихідить на зовнішній витворює при цьому енергійний звук, що нагадує собою звук вибуху. Найлекше в масі відповідно звукові дрогання виникають тоді, коли цей останній виповнює трубу. Отже розглянемо ДРОГАННЯ ВОЗДУШНИХ СТРУН ПРИ ВІДКРИТИХ КІНЦІЯХ ТРУБИ. Останні можуть бути ВІДКРИТИМИ чи ЗАКРИТИМИ. Як що труба АВ /рис.62/ є відкрита, то звукова хвиля, поширившись від кінця А до кінця В, зазнає тут відбиття й вернувшись назад витворить спільно з первісною хвиллю хвиллю стоячу. При цьому може витворитися що найменше ОДИН ВУЗОЛ /м, рис.62/. Дей вузол лежатиме як раз на середині труби, на обох кінцях труби мають істинувати ВІДГУГИ /ор та кет/; це слідує з того, що зовнішній відбитий звук, нічим не обмежений і нічим не зважаний, в порівнянні до звукових хвиль, що міститься у трубі, творитиме собою ОТОЧЕННЯ З МЕНШОЮ ГУСТОТОЮ; а в такому разі, як нам відомо, /§ 24/, відбиття хвилі довершується БЕЗ ЗМІНИ ФАЗИ /без страти півхвилі/. Зазначимо довжину труби через  $\ell$ , довжину хвилі через  $\lambda$ , швидкість звуку через  $v$ . Тоді матимемо

$$\ell = \frac{1}{2}, \quad \lambda = 2\ell;$$

/61/

частота дрогань  $n$ , визначиться при цьому виразом

$$n = \frac{v}{2\ell}$$

/62/

При певних умовах може витворитися ДВА ВУЗЛИ /рис.63/. В цьому разі дістаємо:

$$\ell = \lambda = \frac{2\lambda}{3}; \quad \lambda = \ell = \frac{2\ell}{3}; \quad n_2 = 2 \frac{v}{2\ell} /63/$$

аналогично при трьох вузлах мали би:

$$\ell = \frac{3}{2}\lambda = \frac{3\lambda}{2}; \quad \lambda = \frac{2\ell}{3}; \quad n_3 = 3 \frac{v}{2\ell}; \quad /64/$$

З виразів /62/, /63/ та /64/ маємо:

$$n_1 : n_2 : n_3 \dots = 1 : 2 : 3 \dots /65/$$

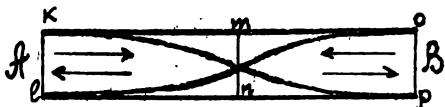


Рис. 62.

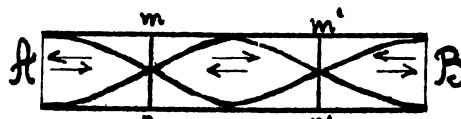


Рис. 63.

себ-то ВІДКРИТА ТРУБА ДАє ПОВНИЙ КОМПЛЕКС ГАРМОНИЧНИХ ТОНІВ.

Наведені вище взори показують які-саме мають бути ДОВЖИНИ ТРУБ, щоби повстало той або інший комплекс гармоничних тонів.

Як що труба є ЗАКРИТОЮ, то днище її  $B$ , від якого відбивається звуко-ва хвилі, ми маємо трактувати як оточення БІЛЬШОЇ ГУСТОТІ ніж воздух. Отже в цьому випадку має місце зміна фази дрогання, або страта півхвилі. В найпростішому випадку ми матимемо один вузол  $m$  в точці  $B$  /рис. 64/. То-

ді довжина труби  $AB$  виноситиме півстоячої хвилі або одну чвертину хвилі поступної. Отже дістанемо:

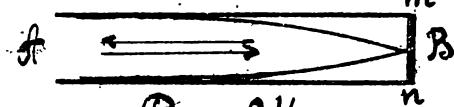


Рис. 64.

$$l = \frac{\lambda}{4}; \quad \lambda = 4l; \quad n_1 = \frac{v}{4l}; \quad /66/$$

При двох вузлах /рис. 65/ матимемо півтори стоячі хвилі або три чвертини хвилі поступної. Отже:

$$l = 3\frac{1}{4}; \quad \lambda = \frac{4l}{3}; \quad n_2 = 3\frac{v}{4l}; \quad /67/$$

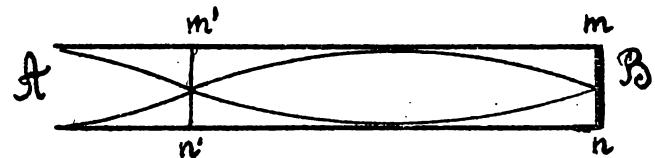


Рис. 65.

При трьох вузлах аналогично матимемо:

$$l = 5\frac{1}{4}; \quad \lambda = \frac{4l}{5}; \quad n_3 = 5\frac{v}{4l}; \quad /68/$$

Зі взорів /66/, /67/ та /68/ дістанемо:

$$n_1 : n_2 : n_3 : \dots = 1 : 3 : 5 : \dots \quad /69/$$

себ-то: ЗАКРИТА ТРУБА ДАє КОМПЛЕКС НЕПАРИСТИХ ГАРМОНИЧНИХ ТОНІВ ОСНОВНОГО ТОНУ.

§ 42. Всі ДУХОВІ ІНСТРУМЕНТИ, в яких звук витворюється в наслідок дрогання вміщених у них воздушних стовпів, можуть бути поділені на ДВА ТИПИ, а саме на ГУБНІ ТА ЯЗИЧКОВІ. Ознайомимося зі звуковими процесами в простіших інструментах, що реpreзентують обидва типи - ГУБНИХ та ЯЗИЧКОВИХ СОПІВКАХ.

Губні сопівки можуть бути ВІДКРИТИ або ЗАКРИТИ. Як ті так і другі мають загальний вигляд, показаний на рис. 66. Ток воздуху поступає через щілину  $o/p$  внутрь труби  $i$ , тут, осягнувши гострого краю  $c/d$ , розвивається на дві частини; одна з них простиє назовні, друга йде вдовж труби, викликаючи внутрі останньої СТИСК воздуху; пруживі сили, які виникають при цьому, женуть воздушні маси через відтулину  $c/d$  у наслідок чого замісць стиску, виникає РОСТИСК воздуху. Новий приплів воздуху від  $o/p$  знову витворює стиск, на зміну яому знову приходить ростиск і таким чином виникають правильні дрогання воздушних часточок всередині сопівки.

Досвід показує, що ВИСОТА ОСНОВНОГО ТОНУ СОПІВКИ є ВІДВОРТОННО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ДОВЖИНИ ОСТАНЬОЇ. Від будь-яких інших чинників окрім довжини труби  $l$  величина  $n$  не залежить. Отже висота основного тону визначиться виразом

$$n = \frac{v}{2l}; \quad /70/$$

Як що сопівка є ЗАКРИТОЮ, то матимемо:

$$n' = \frac{v}{4l}; \quad /71/$$

Таким чином бачимо, що ОСНОВНИЙ ТОН СОПІВКИ ЗАКРИТОЮ є ОКТАВОЮ НИЖЕ ВІД ТАКОГО ТОНУ СОПІВКИ ВІДКРИТОЮ.

В сопівках ЯЗИЧКОВИХ /рис. 67/ ток воздуху, що через відтулину  $o$  поступає до камери  $AB$ , приводить у дрогаючий рух металеву пластинку /"ЯЗИЧОК"/  $m$ , який нерухомо закріплений одним кінцем / $m$ /, а другий кінець / $n$ / має вільний; дрогання язичка передаються воздушному стовпу, що виповнює сопівку, і таким чином повстало звук. За поміччу дротика  $ll$  можна зменшувати довжину язичка  $m$  і тим підвищувати тон сопівки.

Для з'ясування цих рухів, які відбувають часточки воздуху, вживавася сопівка особливої конструкції /рис. 68/. Внутрь труби її, що виготована зі скла, опускається металеве кільце, на яке натягнено тонку гумову плівку, посыпану дрібним піском. В місцях, які відповідають вузлам стоячих хвиль, піс-

чинки зберігають супочинок; у місцях же що відповідають видугам, вони помітно підскакують

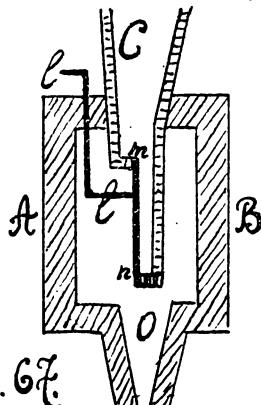


Рис. 67.

він приходить у дрогаючий рух і починає видавати звук. Через кружок *A* дрогання передаються воздушному стовпу в трубі *AB*, де витворюється наслідок відбиття від кружка *B*. **СТОЯЧІ ЗВУКОВІ ХВИЛІ**. Як що до трубки *AB* насипати легенького порошку /наприклад лікоподію/, то останній по упливі певного протягу часу від початку досвіда розміститься в спосіб, показаний на рис. 70. Вужчі та ширші місця, що правильно чергуються по-між собою, відповідають тут вузлам та видугам стоячих звукових хвиль. Ми знаємо, що віддалення по між двома сусідніми видугами, або по-між двома сусідніми вузлами дає довжину стоячої хвилі *λ*, що виносить півхвилі первісної  $\frac{1}{2}$ . Отже як що довжина труби *AB* є *λ*, а кількість вузлів або видуг виносить *n*, то знайдемо:  $\lambda = \frac{1}{n} = \frac{2L}{m}$ , звідки

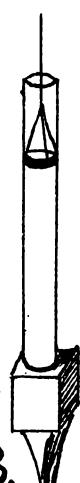


Рис. 68.

Знаючи довжину хвилі *λ* можемо обчислити величину скороності поширення звуку у водусі; отже дістаемо:

$$v = n \lambda = \frac{2nd}{m} \quad /73/$$

Переводючи описаний досвід в ріжними газами, можна перекоматися в тому, що при даній частоті звуку  $1/2$  довжини хвиль є відворотно-пропорціональна до

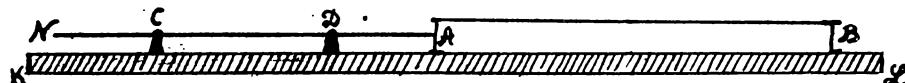


Рис. 69.

корінів квадратових з молекулярних тягарів газів.

§ 44. Переїдемо до короткого ознайомлення з конструкцією голосового апарату людини /рис. 71 та 72/.



Джерелом звуку в ньому служать т.зв. ГОЛОСНИКИ, які уявляють собою тонкі плівки натягнені на чотири хрящі, що витворюють ГОРТАНЬ /5/. Голосники закривають ДИШНИЦЮ /2/, лишеачи в ній лише незначну дов-

гасту щілину, що називається ГОЛОСНИЦЕЮ. Над ГОЛОСНИЦЕЮ міститься т.зв. НАДГОРТАНИК /3/, що закриває її в той час коли по ІЖНИКУ /6/ проходить іжа. За поміччу особливих м'язів голосники того напинаються й тоді ток воздуху, що поступає з ЛЕГЕНЬ, приводить іх у дрогаючий рух. Такі дрогання передаються воздушному стовпу, що виповнює РОТОВУ ДУТИНУ та НОСОВУ ДУТИНУ, в наслідок чого і повстає ГОЛОС. Ротова щілина при посередстві двох губ та низки зубів регулює вихід з роту воздушної хвилі, мадаючи тим голосу відповідний характер. Висота людського голосу залежить від розмірів голосників та від ступеня їхнього напруження. Через те в дитячому віці, коли голосники мають певні розміри, людина володіє вищим голосом, а під у віці старшому.

З поданого опису голосового апарату людини слідує, що по своїй конструкції він з'являється типом язичкової волівки.

§ 45. Уявимо собі два тіла *A* та *B*, що містяться обидва у воздушному оточенні. Нехай тіло *A* з'являється джерелом звуку, від якого звукові хвилі

росходяться у повітрі, осягаючи при

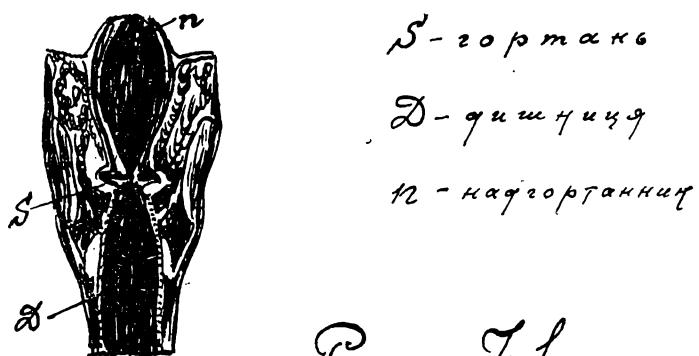


Рис. 71.



Рис. 72.

другий тіл в будь-яка ріжниця, а будь-яка ріжниця, то слабшає.



Рис. 73.

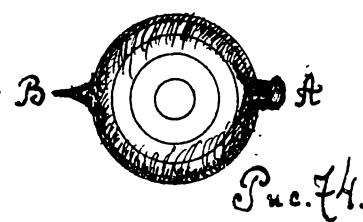


Рис. 74.

циому тіла  $\mathcal{V}$ . Звукова хвиля несе в собі, як нам відомо, певну механічну енергію, а через те сама може бути джерелом імпульсу для тіла  $\mathcal{V}$ . Під впливом останнього часточки тіла  $\mathcal{V}$  мають вийти зі стану супочинку й також роспочати дрогачий рух. Інтенсивність цього руху не завжде буде однакова. Максимум її, як показує досвід, ми матимемо тоді, коли ЧАСТОТА ДРОГАНЬ ХВИЛЯСТОГО РУХУ ШО ПОШІРЮЄТЬСЯ ВІД ТІЛА  $\mathcal{A}$  БУДЕ В ТОЧНОСТИ РІВНОЮ ТІЙ ЧАСТОТІ ВІЛЬНИХ ДРОГАНЬ ТІЛА  $\mathcal{V}$ , ЯКА є ВЛАСТИВОЮ ДЛЯ ЦЬОГО ТІЛА. При означеннях умовах тіло  $\mathcal{V}$  з найбільшою силою "відгукується" на дрогання, що надходять до нього від тіла  $\mathcal{A}$ , найбільш інтенсивно починає звучати саме. Окреслене з'явлене має називати РЕЗОНАНСОМ. Ілюстрацій до цього можна навести дуже багато. Коли наприклад перед отриманим роялем чи піанино заспівати, то струни відповідних томів, зловивши звуки нашого голосу, почнуть самі звучати. Коли викличемо дрогання одного з двох ідентичних по-між собою камертонів, то на звук першого відгукується другий камертон, уміщений по сусіству з першим. Тримаючи камертон  $\mathcal{K}$  [рис. 73] над порожньою посудиною  $\mathcal{S}$  й наливаки до останньої води, почуємо в певний момент виразне змінення звуку. Цей момент повстале, тоді, коли стоян воздуху в посудині  $\mathcal{S}$  стаме таким, що частота його властивих дрогань відповідатиме частоті дрогань камертона. Таке з'явлене використовується на практиці для змінення звуку. Наприклад камертони містять на такі деревяні скриньки, розміри воздушних стовпів яких відповідають тону кожного з даних камертонів. Як що по-між частотами резонанс стає неповним і з'явлене поміт-

о 46. На з'явлені резонанса основується практична метода переведення АНАЛІЗУ С КЛАДНИХ ЗВУКІВ. Присрої, за поміччу яких переводиться такий аналіз, називається РЕЗОНАТОРАМИ. На рис. 74 показано РЕЗОНАТОР ГЕЛЬМГОЛЬЦА. Він уявляє собою порожню всередині металеву кулю, що має дві відтулки  $\mathcal{A}$  та  $\mathcal{B}$ . Через першу з них, більшу, звук поступає до резонатора, через другу меншу, проходить до вуха. Резонатор відгукується ЛІШЕ НА ТОН НЕВНОЇ ВИСОТИ. Отже він реагуватиме на той або інший звук лише тоді, коли до його складу належить даний тон. Маючи малій асортимент резонаторів різних тонів /менші по розмірах резонатори відповідають вищим тонам, більші - нижчим/, можна переводити аналіз будь-якого складного звуку.

о 47. Звук, як і всякий інший хвильстий рух, підлягає з'явлену ІНТЕРФЕРЕНЦІІ, правила якого нами було встановлено вище /о 15-16/. Отже маємо скавати, що два звукові проміні, які поширюються в напрямках згідних або взаємно-протилежних, інтерферують по-між собою. При цьому, як кате теорія, мають повставати ПЕРІОДІЧНІ ЗМІНИ МАКСІМУМА ТА МІНІМУМА АМПЛІТУД, при умові рівності обох складових амплітуд мінімум обертається в нуль. Мак-

сімум амплітуди в переводі на мову акустики означає **ЗМІШЕННЯ ЗВУКУ**, зростаючого напруження, мінімум амплітуди, навпаки, означає **ОСЛАБУ ЗВУКУ** зменшення напруження, що при варності цього мінімума: **НУЛЬ** дає **ПОВНЕ ЗАГАСАННЯ ЗВУКУ**.

Окреслене вище в'явише інтерференції звукових хвиль подає зручну практичну методу ПОМІРУ ДОВЖИНІ ЗВУКОВИХ ХВИЛЬ. Здійснення її ми маємо в т.зв. ПРИЛАДІ КВІНКЕ /Quincke/. Прилад Квінке /рис. 75/ складається з металевої труби **A**, що розгалужується на дві труби **B** та **D**, які змову передають в одну трубу **C**. Труба **D** є рухома - вона може, як то видно з рисунку, всовуватись або висовуватись; ці переміщення її фіксуються показчиком **E**, щоходить здовж скалі **ss**. Перед трубою **A** міститься джерело звуку, до трубою **C** прикладається вузло. Звук від **A** до **C** простує двома дорогами: **ABC** та **ADC**. В залежності від ріжниці ходу двох звукових промінів ми матимемо в **C** той або інший ефект. Пересовуючи трубу **D**, ми можемо фіксувати на скалі ті положення показчика **E**, які відповідають змішенню звуку та його загасанням. Нам відомо, що змішення повставатимуть тоді, коли ріжниця ходу  $\delta$  двох промінів виконує ПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВИЛЬ, а загасання тоді, коли вона рівнятиметься НЕПАРИСТОМУ числу півхвиль. Отже з цього слідує, що для ДВОХ СУСІДНІХ ЗМІШЕНЬ ЗВУКУ АБО ЙОГО ЗАГАСАНЬ ВАРТОСТИ ВЕЛИЧИНІ  $\delta$  ВІДРІЖНЯТИМУТЬСЯ НА ДОВЖИНУ ХВИЛІ **λ**. Як що при цьому показчик **E** пересунувся здовж скалі **ss** на відстань  $a$ , то матимемо:

$$\lambda = 2a.$$

Взявши на увагу те, що дорога зростає на величину  $a$  в кожному з двох кілом труби **D**,

§ 45. Ознайомимося з конструкцією людського органу слуху. Цей орган складається з трьох частин: 1) Зовнішнього вуха, 2) Середнього вуха та 3) Внутрішнього вуха. Зовнішнє вухо /рис. 76/ витворює: вушниця **M**, слуховий хід **L** та бубник або тимпанна перетинка **T**.

Остання відгороджує вухо зовнішне від вуха середнього. Середнє вухо витворює бубникова дутина **N**, в якій містяться три слухові кісточки, що мають назву МОЛОТОЧКА /m/, КОВАДЛА /o/ та СТРЕМЕНЦЯ /t/. Бубникова дутина ОСТАНОВИМ ПРОХОДОМ **S** лу читься в дутину ротовою. Молоточок є безпосередньо ввязаний з бубником і своєю голівкою спочиває на ковадлі. Внутрішнє вухо витворює т.зв. ЛАБІРИНТ, що уявляє собою дутину, виповнену течею; він складається з трьох зорієнтованих взаємно-прямово дуплок та РАВЛИКА /поділеного розгорідкою на дві частини/. Внутрішнє вухо від середнього відділено двома перетинками, що мають назву ОВАЛЬНОГО ВІЧКА /v/ та КРУГЛОГО ВІЧКА /w/.

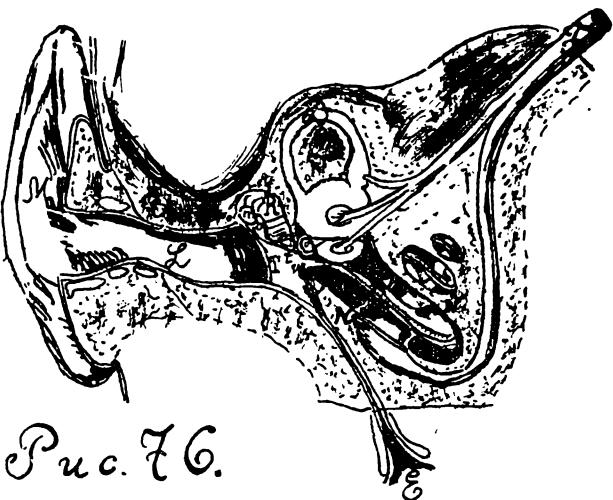


Рис. 76.

На овальне вічко спирається стременце. З лабиринтом є злучений СЛУХОВИЙ НЕРВ **F**. Внутрішній рівнина містить тільки матицема плівка, складена з поодиноких слухових волокон. Довжина **f** є по над  $15,000$ . За поміччу т.зв. КОРТІВОГО ОРГАНУ волоконця злучаються з розгалуженнями слухового нерву.

Коли звукові хвилі осягають вуха, вони збираються вушницею й через слуховий хід поступають до бубника. Останній реагує на них й роспочинає дрогаючий рух, який через слухові кісточки та віконця передається течі, що виповнює лабиринт. Напруження, що повстають при цьому в течі, передають рух слуховим волоконам; а рух цих останніх через посередство Кортіева органа викликає певні фізіологічні ефекти в частинах слухового нерву, з наслідком чого виникає СЛУХОВЕ БРАМІННЯ. Як що до вуха доходить дуже енергійна воздушна

хвиля /наприклад звук сильного вибуху/, що викликає занадто значний стиск повітря в середньому вусі, таке ~~анормальне~~ тиснення вирівнюється через Остапів прохід. Основною частиною слухового апарату людини слід уважати слухові волоконця. Іхній численний комплекс творить мібі то досконалій струмний інструмент з тисячами струн, наладованих на різні томи. Кожда з таких струн відгукується лише на властивий їй том. Коли до вуха доходить якийсь складний звук, то на нього реагують лише ті волоконця, частота дрігання яких відповідає частоті тих томів, що належать до даного звуку. Важливу роль в слуховому процесі відограє також ЕОРТІЕВ ОРГАН, цей передаточний апарат органу слуху, що злучає собою в названому процесі моменти фізичний та фізіологічний. Атрофія його веде до страти слуху. Само собою розуміється що до повної страти слуху веде ушкодження внутрішнього або середнього вуха /розврив бубника має своїм наслідком часткову страту слуху/.

-----СОС-----

# Наука про світло

або

## СІТІТИЧНА

§ 49. СВІТЛО, ЯКО З'ЯВИШЕ ФІЗІОЛОГІЧНЕ УЯВЛЯЄ СОВОЮ ПЕВНОГО РОДУ ВРАЖЕННЯ, ЩО ПЕРЕЙМАЄТЬСЯ НАШИМ ОРГАНОМ ЗОРУ - ОКОМ. Щож до питання про внутрішню природу світла, яко певного фізичного з'явища, то вони в рімкі менти наукового життя розвивалися ріжно й на сьогодні ми ще не маємо такого розрішення цієї проблеми, яке могло би без будь-яких застережень вважатися абсолютно - остаточним; і так справа стоїть не дивлячися на те, що існуючі теорії прегарно пояснюють всі з'явища, які спостерігаються на досвіді й навіть указують шляхи до викриття нових з'явищ. В історичній перспективі проблема природи світла окреслюється так: року 1692 НЬЮТОН висловив думку, що всяке джерело світла висилає від себе елементарні часточки ультра-малих розмірів, які, потрапивши до нашого ока, справляють у ньому враження світла. Наведена думка Ньютона створила базу т.зв. ЕМІСІЙНОЇ ТЕОРІЇ світла, що, піддержана авторитетом великого Гемія, проприялася значний час у науці. Однака ціла низка фактів, спостережених на досвіді протягом ХІІІ-го та початку ХІХ століт. показала, що емісійна теорія не в staatі пояснити цілодні низки оптичних з'явищ. Отже, яко вислід такого стану, річей працями ГЮНГЕНА /Гюнген/, англійського лікаря ЮНГА /Гюнга 1811-1883/, а головним чином французького інженера ФРЕДІЯ /Фредіе, 1788-1827/ повстає з початком ХІХ ст. т.зв. ХВИЛЯСТА ТЕОРІЯ світла, що трактує це останнє яко певний хвильястий рух гіпотетичної аматеріальної субстанції, якій надається назва СВІТОВОГО ЕТЕРУ<sup>Ф</sup>. Хвильяста теорія без труднощів, легко і вільно дала необхідні пояснення всім нововідкритим з'явищам інтерференції, поляризації та діффракції, що не знаходили собі задовільняючого пояснення після теорії емісійної. Хвильястій теорії довелося відограти в науці виключну роль. Навряд якась інша думка на цілому протязі історичного розвитку фізики мала за собою більше наслідків, навряд якась інша ідея прислужилася так до упорядковання наукового матеріалу та близкучого свідомо-з'орієнтованого дальнішого розвою науки.

Наші дні звягаються зі спробою нового освітлення даної проблеми. В звязку з розвитком т.зв. ЕНЕРГЕТИКИ довтанням нової /електронної/ теорії будови матерії й іншими ідеями модерної фізики для пояснення фізичної природи світла висовується т.зв. ТЕОРІЯ КВАНТІВ. Це народження знаменує собою повернення до старого, до забутих ідей Ньютонової теорії. "Кванти" - бестілі атоми бестілі енергії перебирають на себе функції подібної ж дематеріальної субстанції - світового етеру. Тут не місце зупинятися довший час на новітній теорії; тим більше, що вона передбуває ще в стадії створення. І до остаточного розвязання проблеми про внутрішній механізм світлястих з'явищ ми без жадних сумнівів можемо лишатися на грунті теорії хвильястого руху, що дає повні й докладні відповіди на всі основні запитання й перебуває в гармонійній згоді з даними досвіду.

§ 50. Переайдемо до розгляду питання про помір СКОРОСТИ ПОШИРЕННЯ СВІТЛА. Довший час в наукових колах панувало переконання, що світло для свого поширення не потрібує жодного часу. І лише допитливому резуму дани-

<sup>Ф</sup> Світлястому хвильстому руху довелося приписати ЕЛЕКТРОМАГНИТНУ ПРИРОДУ, в повній мірі ототожнивши світлові хвилі з тими електромагнітними хвильами, яких вживляється в радіотелеграфії.

ського астронома ОЛАФА РЕМЕРА /Olaf Römer, 1644-1710/ припало на думку, що світло не може росходитися хвидово, а поширяється з певною, комічною скорістю. До таких своїх висновків Ремер прийшов /року 1675/ на основі спостережень з'явища затміння Юпітерових сателітів. Кождий з таких сателітів  $M$  /рис. 77/ в певні моменти часу потрапляє до сфери Юпітерової тіни, в наслідок чого й повстає з'явище затміння.

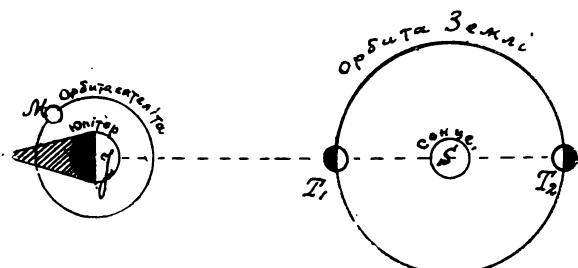


Рис. 77.

наближенному її положенні; звідціля випадало що скорість  $C$  поширення світла має виносити:

$$C = \frac{296.300.000}{986} = 299.700 \text{ килом. сек.}$$

Поміри, переведені після методи Реммера в недавні часи, дали для величини  $C$  вартисть:  $C = 297.100 \frac{\text{км}}{\text{сек.}}$

Іншу астрономичну методу обчислення скорості світла дав на півосторідіття пізніше /р. 1727/ англійський астроном БРАДЛЕЙ /Bradley, 1692-1762/. Метода Брадлея основується на з'явищі АБЕРАЦІЇ світла. З'явище це полягає в наступному: некий від джерела світла  $S$  /рис. 78/ поширяється в напрямку

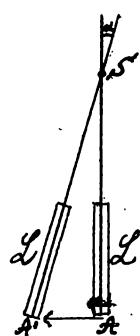


Рис. 78.

$S$  світляний промінь: Як що в точці  $A$  перебуває спостерігач, положення якого є НЕРУХОМИМ, то для того, щоби об'єкт побачити через люнету  $L$ , йому доведеться вісь люнети відрістувати по лінії  $A'S$ . Уявимо собі тепер, що спостерігач ПЕРЕБУВАЄ В СТАНІ РУХУ й пересовується в напрямку, зазначеному на рисунку стрілкою. Тоді, як що світло поширяється не хвидово й для того щоби віднести дорогу  $S'A'$  потрібне певного часу  $T$ , за цей протяг часу спостерігач встигне віднести певну дорогу  $A'A'$ , перейшовши таким чином з положення  $A$  до положення  $A'$ . Для того, щоби при цьому своєму положенні зібачити через люнету об'єкт  $S$ , спостерігачу доведеться надати воси люнеті новий напрямок  $A'B'$ ; що з першіним напрямком  $A'B$  втворить певний кут  $\alpha$ .

Така зміна напрямку світового проміння, викликана рухом спостерігача, визначає з'явище АБЕРАЦІЇ СВІТЛА. Кут  $\alpha$  дістає назву АБЕРАЦІЙНОГО КУТА. Отже матимемо:

$$\angle A'B'A = \alpha; \quad t_g \alpha = \frac{A'A}{S'A}.$$

Як що зкорість руху спостерігача визначимо через  $u$ , а зкорість світла через  $C$ , то дістанемо

$$t_g \alpha = \frac{u}{c}; \quad C = \frac{u}{t_g \alpha}. \quad /74/$$

Через те, що всякий спостерігач, звязаний з Землею, бере участь в русі її довколо Сонця, для величини  $u$  маємо прияти таку вартисть  $u = 30,5265 \frac{\text{км}}{\text{сек.}}$  Після астрономичних обчислень аберацийний кут  $\alpha$  виносить:  $\alpha = 20",445$ . Отже з виразу /74/ для зкорости поширення світла дістанемо таку вартисть:

$$C = 298.200 \frac{\text{км}}{\text{сек.}}$$

Цілком інакше, між Ремер та Брадлей підійшли до розвязання проблеми юніту величини  $C$  французькі фізики ФІЗО /1849/ та ФУНО /1865/.

Розглянемо схему ДОСВІДУ ФІЗО /Fizeau/ 1819-1896/.

Промілі джерела світла  $S$  /рис. 79/, пройшовши сочку  $A$ , потрапляють

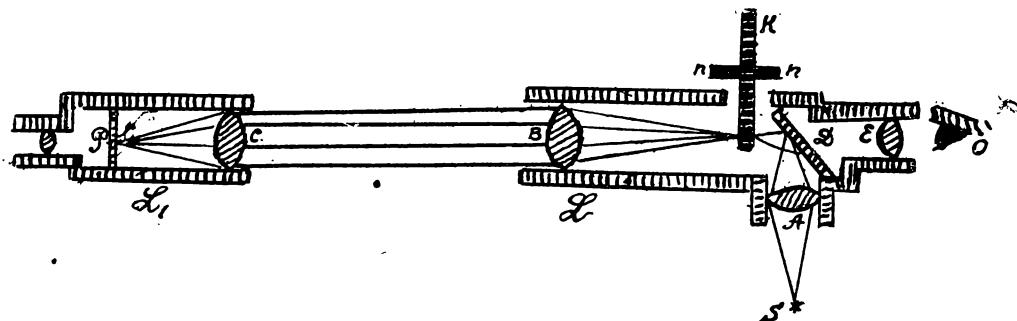


Рис. 79.

на скляну плитку  $\mathcal{D}$ , кут нахилу якої виносить  $45^{\circ}$ ; залишивши відбиття, проміні простують даліше через сочки  $\mathfrak{B}$  та  $\mathfrak{C}$  до дверкала  $\mathcal{P}$ , відбившися від якого вертають назад і пройшовши крізь скляну плитку  $\mathcal{D}$  та сочку  $\mathfrak{E}$ , потрапляють до ока спостерігача  $O$ . Перед плиткою  $\mathcal{D}$  на дорозі промінів уміщено зубчасте колесце  $K$ , що обертається довколо осі  $n-n$ . Зубці цього колеса загороджують дорогу світлу. Й це останнє може проходити лише крізь межизуб'я. Як що колесце  $K$  обертається не дуже швидко, то світло, пройшовши через якесь межизуб'я в напрямку  $\mathfrak{Z}$ , встигне пройти через іншого ж у відворотньому напрямку  $\mathfrak{Z}\mathcal{D}$ , потрапивши далі до ока спостерігача в точці  $O$ . Як що ж колесце  $K$  обертається з такою скорістю, що за протяг часу  $\tau$ , потрібний світлу для відбуття дороги від  $\mathcal{D}$  до  $\mathcal{P}$  і назад од  $\mathcal{P}$  до  $\mathcal{D}$ , на зміну межизуб'ю приде сусідній зубець, - до ока спостерігача світло не потрапить. Зазначимо кількість обертів, що довершує колесце  $K$  на одну секунду через  $N$ , кількість його зубців - через  $m$ , віддалення  $\mathcal{D}O$  через  $\ell$ . Тоді для періоду повного обороту колеса дістанемо величину  $\frac{m}{N}$ , а для часовогого інтервалу  $\tau$ , за який світло відбуває дорогу  $S = \frac{2\ell}{N}$ , - величину  $\frac{m}{N\tau}$ ; звідкиля для визначення скорості  $C$  матимемо такий вираз:

$$C = \frac{S}{\tau} = \frac{2\ell}{\tau} = 4\sqrt{N}m\ell \quad |75|$$

Поміри, переведені в останні часи після методи Фізо, дали таку вартість для величини  $C$ :

$$C = 299.860 \text{ --- sek.}$$

Як бачимо ріжні методи помірів приводять до близьких по між собою вислідів. Отже для практичного вжитку можемо без особливої помилки прийняти скінченню поширення світла рівною:

$$C = 300.000 \text{ --- } \begin{matrix} \text{км.} \\ \text{сек.} \end{matrix} = 3.10^{10} \text{ --- } \begin{matrix} \text{"см.} \\ \text{сек.} \end{matrix}$$

Щоби закінчити трактування дамої справи розглянемо ще схему досліда Фуко /Фонсане, 1819-1868/, який цікавий тим, що дозволяє переводити помір скінченню поширення світла не лише у воді та інших оточеннях.

Промінь світла, що виходить від джерела  $\mathcal{L}$  /рис. 80/, потрапляє на плоске дверкало  $cd$ , а пізніше на угнуте дверкало  $fz$ , відбившися від якого вертається первісною дорогою і приходить назад до точки  $L$ . Так стоять справа коли дверкало  $cd$  з'являється нерухомим. Уявимо тепер, що назване дверкало довершує обертовий рух /де-кілька сот обертів на сек./; довколо осі, що є прямовою до площини рисунку. Тоді за той невеличкий протяг часу, за який світло відбуде дорогу  $OPo$ , дверкало  $cd$  встигне обернутися на певний кут  $\alpha$ . Така зміна в положенні дверкала  $cd$  викличе відповідну зміну в напрямку проміння, що відб'ється від його, вертаючи від дверкала  $fz$ . Новий напрямок проміння визначиться вже лінією  $o\mathcal{D}'$ , що в первісному лінію  $od$ , після закінченню відбивання світла, витворить кут  $\beta = \alpha$ . За той протяг часу  $\tau$ , за який промінь світла відбуде дорогу від  $cd$  до  $fz$  назад, дверкало  $cd$  обернулося на кут  $\alpha$ . Отже, як що період повного його обороту ми визначимо че-

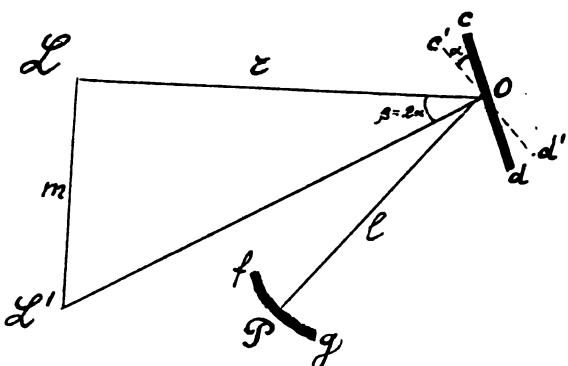


Рис. 80.

рев  $T$ , то зможемо написати пропорцію:  $\alpha : 2\pi = t : T$ .

звідки:  $t = \frac{\alpha T}{2\pi} = \frac{\alpha}{2\pi n} = \frac{\beta}{4\pi n}$ ;

де  $n = \frac{1}{T}$  означає кількість обертів дзеркала на секунду.

Введемо визначення:  $OD = c$ ,  $OP = l$ ,  $LL' = m$ . Тоді, за невідомістю величини  $m$  у порівнянні до  $c$ , можемо лікію  $LL'$  розглядати як лук кола з осередком у точці  $O$  і через те написати:  $\beta = \frac{m}{c}$ ; Отже дістамо:  $t = \frac{m}{4\pi n c}$

звідціля вже лежко обчислимо величину  $C$ :

$$C = \frac{s}{t} = \frac{2l}{t} = \frac{2e \cdot 4\pi n c}{m} = \frac{8\pi n c l}{m} \quad /76/$$

Як що по-між дзеркалами  $cd$  та  $fz$  умістимо шкляну посудину з водою, чи якоюсь іншою течею, то знайдемо скорість світла у воді чи відповідній течі. Досвіди Фуко показали, що скорість поширення світла у воді є значно меншою, а між у водусі, як того і слід було сподіватися на підставі взору Ньютона, виносить біля  $225.000 \frac{хм}{сек}$ .

§ 51. Світло уявляє собою форму променістої енергії, що у вигляді хвилястого руху росходиться від джерела світла по всіх можливих напрямках. Величина цієї енергії визначається загальними ворами /2/ та /42/ хвилястого руху. Кількість світляної енергії, що в даній точці за одну секунду проходить через одиницею поля визначає собою НАПРУЖЕННЯ СВІТЛА в цій точці. Кількість енергії що за одну секунду проходить в даній точці через поле величини  $s$  окреслює собою силу світла названого поля в цій точці. На підставі зауважень /18/ маємо сказати, що ПРИ ВІДСТУПЛЕННІ ВІД ДЖЕРЕЛА СВІТЛА НАПРУЖЕННЯ ОСТАНЬОГО /АБО ЙОГО СИЛА/ МАЛЕ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО КВАДРАТУ ВІДДАЛЕННЯ. Більше чи менше напруження світла ставить собою той зовнішній ефект, який ми називаємо ОСВІТЛЕННЯМ предметів.

Нехай на площину  $AB$  /рис. 81/ падає жмуток світла  $ss'$ , складений з  $n$  промінів. Як що тепер повернемо площину  $AB$  на певний кут  $\alpha$ , привівши її до положення  $A'B'$ , то на неї потраплятиме вже менша кількість промінів  $n'$ . Ця кількість визначиться виразом  $n' = n \cos \alpha$ .

Таким чином приходимо до наступного загального висновку: ОСВІТЛЕННЯ ПРЕДМЕТУ є: 1/ ПРОПОРЦІОНАЛЬНЕ ДО ІНТЕНСИВНОСТИ ДЖЕРЕЛА СВІТЛА; 2/ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНЕ ДО КВАДРАТУ ЙОГО ВІДДАЛЕННЯ і 3/ ПРОПОРЦІОНАЛЬНЕ ДО КОСІНУСА КУТА ПАДІННЯ. Остання твердження складає собою т.зв. ЗАКОН ЛЯМБЕРА /Lambert/. Якщо якась площа  $LM$  /рис. 82/ сама в'являється джерелом світла, то напруження останнього залежатиме від положення площини  $LM$  згідно напрямку поширення світла. Назовемо кут  $\alpha$ , витворений простопадом  $NK$  до площини  $LM$  напрямком  $NP$  промінів світла, падом ВИПРОМІНЮВАННЯ. Тоді аналогічно до попереднього матимемо: ОСВІТЛЕННЯ ПРЕДМЕТУ є ПРОПОРЦІОНАЛЬНЕ ДО КОСІНУСА КУТА ВИПРОМІНЮВАННЯ.

Наш орган зору володіє здібністю соріжняти по-між собою освітлення різного напруження, але є ця здібність в обмежена і по-перше виявляється лише тоді, коли різниця в освітленнях є значною, а по-друге має цілком згідний характер, не касучи вже про повну залежність від суб'єктивних властивостей тієї або іншої людини. Через те

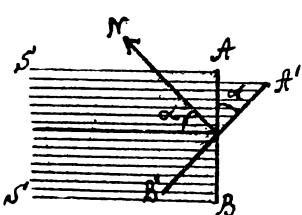


Рис. 81.

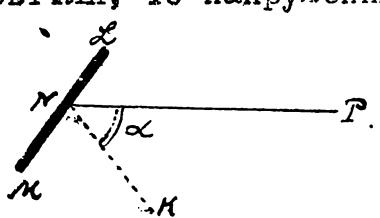


Рис. 82.

для розв'язання питання про ПОРІВНЯННЯ ПО МІЖ СОБОЮ СИЛ СВІТЛА РІЗНИХ ДЖЕРЕЛ ТА ІХНІЙ ПОМІР - питання, що має й науковий інтерес, і практичну важливість - доведеться звертатися до певочі специальних пристрій - ФОТОМЕТРИВ.

Отже ФОТОМЕТРАМИ НАЗИВАТИМЕМО ТАКІ ПРИСТРОЇ, ЗА ПОМІЧУ ЯКИХ ПЕРЕВОДТЬСЯ ПОМІР СИЛ СВІТЛА.

Через те, що поняття про силу світла, а безпосередньо звязане з поняттям про його напруження, подамо точне /практичне/ визначення останнього.

Під НАПРУЖЕННЯМ СВІТЛА даного джерела ми розумітимемо ТУ ЙОГО КІЛЬКІСТЬ, ЯКУ ОДИНИЦЯ ПОВЕРХНІ цього джерела ВИПРОМІНЬОВУЄ В ПРЯМОВОМУ ДО НЕЇ НАПРЯМКУ НА ВІДДАЛЕННЯ В ОДИНИЦЮ.

Нехай площа  $AB$  /рис. 83/ означає собою джерело світла, проміні якого, потрапляючи на площу  $CD$ , освітлює останню. Хай поле площи  $AB$  виносить  $s$ , поле площи  $CD$  -  $s'$ , пересичне віддалення по між ними є  $\varepsilon$ ; нехай далі кут випромінювання буде  $\alpha$ , кут падіння  $\beta$ , а напруження світла виносить  $L$ .

Як що би площа  $AB$  мала поле рівне одиниці й була прямовою до напрямку поширення світла / $\alpha = 0$ /, то на відстані від неї, рівному одиниці, на одиницю поля прямової до напрямку промінів поверхні припадала би кількість світла  $L$  рівна  $L = s$ .

Ціла площа  $s$  дала би при тих же умовах кількість світла  $L = s \cdot L = s$ . При куті випромінювання  $\alpha$ , відмінному від нуля, та-ж величина визначилася би виразом:  $L = s \cdot \cos \alpha$ , що при віддаленні, рівному  $\varepsilon$ , перетворюється би у наступний вираз:

$$L = f \cdot \frac{s \cdot \cos \alpha}{\varepsilon^2}.$$

Як що на віддаленні  $\varepsilon$  від площи  $AB$  знаходитьться площа  $CD$  в полі, яке виносить не одиницю, а  $s'$  та як що нормаль до площи  $CD$  в напрямком промінів витворюватиме кут  $\beta$  відмінний від нуля, кількість світла, яка припаде на поверхню  $CD$  /"ОСВІТЛЕННЯ" 11/, виноситиме:

$$L = f \cdot s \cdot \cos \alpha \cdot s' \cdot \cos \beta = [f \cdot s \cdot \cos \alpha] \cdot [\frac{1}{\varepsilon^2}] \cdot [s' \cos \beta].$$

177/

Перший множник цього виразу:

$$F = f \cdot s \cdot \cos \alpha$$

178/

визначає собою те, що ми назвали СИЛОЮ СВІТЛА даного джерела В НАПРЯМКУ, ЩО ВИЗНАЧЕНИЙ КУТОМ  $\alpha$ . Як бачимо сила світла залежить від кута випромінювання.

Отже загалом матимемо:

СИЛА СВІТЛА = НАПРУЖЕННЯ СВІТЛА. ПОВЕРХНЯ ВИПРОМІНЬОВАННЯ. КОСІНУС КУТА ВИПРОМІНЬОВАННЯ.

ОСВІТЛЕННЯ  $L$  площи  $CD$  виразиться через величину  $F$  наступним чином

$$L = F \cdot \frac{s' \cos \beta}{\varepsilon^2}$$

179/

ОСВІТЛЕННЯ = СИЛА СВІТЛА. ПОВЕРХНЯ ОСВІТЛЕННЯ. КОСІНУС КУТА ПАДІННЯ /ВІДДАЛЕННЯ/²

Вираз /79/ творить собою теоретичну базу ФОТОМЕТРИЧНИХ ПОМІРІВ. До ознайомлення з останніми ми інші й перейдемо. Уявили собі, що певна по-

верхня, поле якої виносить  $\zeta_1$ , освітлена двома джерелами -  $A_1$  та  $A_2$ , віддалення яких од поверхні  $S$ , підібрано нами так, що освітлення  $A_1$  та  $A_2$ , які витворюють названі джерела, є ОДНАКОВІ. Тоді у вислід рівняння:  $A_1 = A_2$  матимемо на підставі /79/:

$$\frac{F_1 \zeta_1 \cos \beta_1}{\zeta_1^2} = \frac{F_2 \zeta_2 \cos \beta_2}{\zeta_2^2};$$

/80/

Як що обидва джерела  $A_1$  та  $A_2$  розміщені так, що кути падіння  $\beta_1$  та  $\beta_2$  є по між собою рівні, вираз /80/ дає:

$$F_2 : F_1 = \zeta_1^2 : \zeta_2^2;$$

/81/

дістаемо основний закон фотометрії: ПРИ ОДНАКОВИХ ОСВІТЛЕНЯХ СИЛИ СВІТЛА ДВОХ ДЖЕРЕЛ є ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО КВАДРАТІВ ІХНІХ ВІДДАЛЕНИЙ.

Наведений закон створює можливість переводити ПОРІВНЯННЯ СИЛ СВІТЛА ДВОХ РІЖНИХ ДЖЕРЕЛ. Таке порівняння визначатиме собою ЗГЛЯДНИЙ ФОТОМЕТРИЧНИЙ ПОМІР. Щоби перетворити його в помір АБСОЛЮТНИЙ необхідно вибрести джерело з певною силою світла за ОСНОВНЕ, інакше кажучи встановити ОДИНІЧНІ СИЛИ СВІТЛА. За одиницею силі світла приймається т.зв. "НОРМАЛЬНА СВІЧКА". Є це сила світла або парабінової свічки в полум'ям у 50 мм. довжини, або "свічки Гефнер-Альтенека" /Hefner-Altenbeck/, себ-то лампи, виповненої аміловим оцтаном /C<sub>7</sub>H<sub>14</sub>O<sub>2</sub>/ з довжиною полум'я в 40 мм. і колової форми гнатом з перівом у 8 мм. ВІОЛЕМ /Violeel/ та СІМЕНСОМ /Siemens/ було запропоновано т.зв. "ПЛАТИНОВУ ОДИНІЧНІЮ", яка була ухвалена Міжнародним Електричним Конгресом у Паріжі /року 1884/; уявляє собою вона ту кількість світла, яку дає один квадратовий сантиметр поверхні платини при температурі її теплення.

Перейдемо тепер до ознайомлення з ріжними конструкціями фотометрів.

### 1. ФОТОМЕТР РІТЧІ /Ritchie, 1829/. Дві відкриті труби $A$ та $B$ /рис. 84/ складаються під прямим кутом. В трубі $B$ супроти труби $A$ містяться дві білі плескі поверхні $ab$ та $cd$ , які освітлюються джерелами $A_1$ та $A_2$ , що перівнюються по між собою. Світло від них, після відбиття від плеск $ab$ та $cd$ потрапляє до ека в точці $O$ . При певному положенні пристроя зглядом джерел світла $A_1$ та $A_2$ оче констатує, що плескі $ab$ та $cd$ мають ОДНАКОВЕ ОСВІТЛЕННЯ. Тоді сила світла джерела $A_2$ обчислюється після препорції /81/.

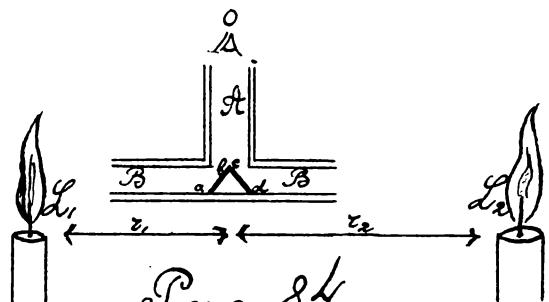


Рис. 84.

84

### 2. ФОТОМЕТР РУМФОРДА /Rumford, 1813/ або тімевий фотометр. На стійці $AA$ /рис. 85/ міститься екран $E$ а перед ним непрозорий стевпчик $MN$ . Джерела світла $S_1$ та $S_2$ уstanовлюються так, щоби обидві тіни стевпчика $MN$ були ОДНАКОВОЇ ГУСТОТИ. Величину $\angle x$ знаходимо тоді після препорції /81/.

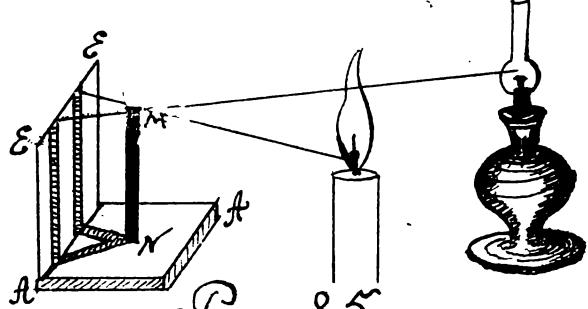


Рис. 85.

85

### 3. ФОТОМЕТР БУНЗЕНА /Bunsen, 1843/ Папіревий екран $E$ /рис. 86/ має пісредній масну пляму $P$ . Як що екран $E$ освітлює СПЕРЕДУ, та пляма $P$ , що пропускає світло ліпше, ніж чистий папір, ВИДАВАТИМЕТЬСЯ ТЕМНІШОЮ від нього. /рис. 86, I/; якщо екран освітлити ЗЗАДУ, та пляма навпаки ВИДАВАТИМЕТЬСЯ ЯСNІШОЮ; при умові ОДНАКОВОГО ОСВІТЛЕННЯ / $A_1 = A_2$ / двома джерелами світла $A_1$ та $A_2$ , піставленими ПО РІЖНІ БОКИ екрана, пляма $P$ матиме з іншою частиною паперу одинакову яскість. Тоді маємо можливість скеристати з виразу /81/.

86

86, I

Що екран освітлити ЗЗАДУ, та пляма навпаки ВИДАВАТИМЕТЬСЯ ЯСNІШОЮ; при умові ОДНАКОВОГО ОСВІТЛЕННЯ / $A_1 = A_2$ / двома джерелами світла  $A_1$  та  $A_2$ , піставленими ПО РІЖНІ БОКИ екрана, пляма  $P$  матиме з іншою частиною паперу одинакову яскість. Тоді маємо можливість скеристати з виразу /81/.

86, II

52. Світло творить собою один з основних чинників земного життя. Існування на Землі органічного світу та розвиток його були би неможливими при умові відсутності світла. Найголовнішим джерелом естонського є, як нам

відомо, могутній володар цілої нашої системи - Сонце. З проміннями своєого світла воно приносить на Землю ту творчу силу, що рухає ціле життя останньої. Розміри світляної енергії, яку Земля дієстає кожного дня від центрального світила є величезні. Із силою сонячного освітлення не можуть конкурувати освітлення, що справляються іншими джерелами - як натуральними /Місяць, зорі й інші небесні тіла/, так і штучними. Серед останніх у сучасний момент займають найбільш поважне місце ДЖЕРЕЛА ЕЛЕКТРИЧНОГО СВІТЛА.

Сучасна електротехника витворила різні досконалі типи жарових ламп, та ламп лукових, які з успіхом обслуговують потреби культурного людства. Найліпшою комбінацією, що дає найбільш приемне для людського ока освітлення, є сполучення світла електричних ламп двох названих категорій. В меншій мірі, ніж електрика є популярними інші джерела світла, як АДЕТИЛЕН, СВІТИЛЬНИЙ ГАЗ й т. п. Однаке всі вони продовжують лишатися у практичному вживанні.

§ 53. Не всі тіла в однаковій мірі є здібні до того, щоби служити передатчиками світляного хвилястого руху. Через одні з них світло поширяється без труднощів, через другі вже з певними обмеженнями, нарешті через треті не проходить взовсім. Відповідно до цього ми поділимо тіла на ПРОЗОРИ, НАПІВПРОЗОРИ та НЕПРОЗОРИ. Як що промінь світла зустрічає на своїй дорозі прозоре чи напівпрозоре тіло, то через останнє почали він проходить, зазнаючи при цьому ламання, а по часті ВІДЕИВАЄТЬСЯ від його поверхні. З'явіше відбивання та ламання світла протікало би в абсолютно чистому вигляді, в точності відповідало би твердженням теорії /§ 21-22/ лише тоді, коли би поверхня розділу двох оточень себ-то поверхня даного тіла була ЦІЛКОМ РІВНОЮ /рис. 87/. В такому разі жмуток рівнобіжних

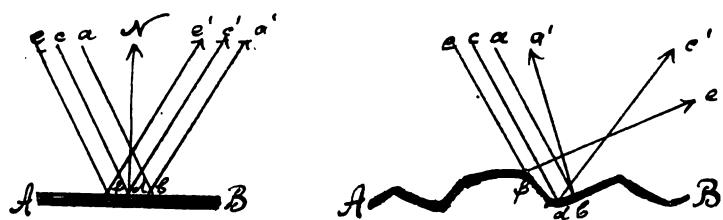


Рис. 87.

Рис. 88.

промінів  $a'b$ ,  $cd$ ,  $e'f$ ... після відбиття від елементу поверхні АВ лишився би таким же рівнобіжним жмутком; як що би на дорозі відбитих промінів ми вмістили екран, то дістали би на ньому ОБРАЗ того предмету, який з'являється джерелом світла. В тому разі, коли поверхня тіла є ШЕРСТКОЮ /рис. 88/, жмуток

рівнобіжних промінів страчеє після відбиття свою рівнобіжність, у наслідок чого повстає ДИФУЗІЯ або РОЗСІЯННЯ світла; відбиті проміні мають найріжноманітніші напрямки й через те на цей раз образ предмета, щотворить джерело світла, ми вже на екрані не дістанемо. Згадана ріжноматність в напрямках промінів розсіянного світла спричиняється до того, що всі предмети реального світу ми можемо бачити при будь яких положеннях зглядної нашого ока. Тіла з абсолютно рівною /випліфованою/ поверхнею відбивали би світло лише в одному певному напрямку й наш орган зору міг би сконстатувати присутність таких предметів лише тоді, коли би знаходився на лінії поширення відбитих промінів. При всякому іншому положенні він би цих предметів не побачив. Всідух земної атмосфери ми бачимо лише через те, що часточки видимої пари та інші підібні чинники розсівають в різних напрямках сонячне світло.

§ 54. Тіла з різними поверхнями, при відбиванні від яких світла не яомічається значної дифузії останньою, ми називатимемо ДЗЕРКАЛАМИ. Поставимо собі завданням дослідити ОБРАЗИ предметів, що повстають при відбиванні світла від різних дзеркал. Всяке джерело світла /предмет/ ми вважатимемо при цьому комплексом елементарних оптических об'єктів - СВІТЛЯНИХ ТОЧОК. Знайшовши поодинокі образи для всіх світляних точок ми тим

самим знайдемо загальний образ цілого предмета.

Нехай ми маємо освітлену точку  $s'$  /рис. 89/, проміні від якої падають розбіжно на ПЛОСКЕ ДЗЕРКАЛО  $AB$ . Розглянемо два проміні  $SK$  та  $SZ$ , що мають кути падіння  $\alpha$  та  $\beta$ . З рисунку видно, що  $\angle S'KA = \angle MKN' = \alpha$  через те що  $\angle AKS' = 90^\circ - \alpha$ . Але маємо також:  $\angle SKA = 90^\circ - \alpha$ . Отже дистанцію  $\angle AKS' = \angle SKA$ . Таким чином прямокутні трикутники  $SMK$  та  $MKS'$  є по між собою рівні; а через те  $SM = MS'$ . Так само розглянувши трикутники  $SBM$  та  $MBS'$  переконаємося в ІХНЬОМУ рівності й дистанцію знову:  $SM = MS'$ .

Таким чином бачимо, що всі відбиті проміні сходяться в точці  $s''$  і що від дзеркала  $AB$  ця точка віддалена однаково від точкою  $s'$ . Така точка  $s''$  визначить собою ОБРАЗ точки  $s'$  в плоскому дзеркалі.

Отже приходимо до такого висновку. НІСЯ ВІДБІТЯ ВІД ПЛОСКОГО ДЗЕРКАЛА ПРОМІНІВ, ЯКІ ВИСИЛАЕ СВІТЛЯНА ТОЧКА  $s'$ , ЛІНІЇ ЦІХ ПРОМІНІВ СХОДЯТЬСЯ В ОДНІЙ ТОЧЦІ  $s''$ , ЩО ВИТВОРЮЄ СОБОЮ ОБРАЗ ТОЧКИ  $s'$  В ПЛОСКУМУ ДЗЕРКАЛІ. ОБРАЗ СВІТЛЯНОЇ ТОЧКИ ЛЕЖИТЬ ПО ДРУГИЙ БІК ДЗЕРКАЛА, НА ВІДДАЛЕННІ, РІВНОМУ ВІДДАЛЕННЮ САМОЇ ТОЧКИ.

Образ  $s''$  точки  $s'$  повстав в даному разі у висліді зустрічі не самих відбитих промінів, а лише ІХНІХ ПРОДОВЖЕНЬ; такий образ ми назовемо УЯВНИМ. Як що би він повстав у наслідок зустрічі САМИХ відбитих промінів /а не продовжень ІХНІХ/, ми назвали би образ ДІЙСНИМ. Отже остаточно приходимо до такого висновку: ПЛОСКЕ ДЗЕРКАЛО ДАЕ УЯВНИЙ ОБРАЗ ПРЕДМЕТА, ВІДДАЛЕНИЙ ОДНАКОВО З ОСТАННІМ ВІД ПЛОЩІ ДЗЕРКАЛА /рис. 90/. Образ  $a''b''$  предмета  $ab$  в точності відповідає йому по своїх розмірах, але при цьому заходить певна зміна в положенні образу: точка  $b$ , що була крайньою ПРАВОЮ точкою предмета, в образі стає крайньою ЛІВОЮ точкою; теж стосується й інших точок. Отже бачимо, що В ПЛОСКУМУ ДЗЕРКАЛІ ОБРАЗ ПРЕДМЕТА РОСКЛАДАЄТЬСЯ СИММЕТРИЧНО З ОСТАННІМ ЗГЛЯДНО ПЛОЩІ ДЗЕРКАЛА.

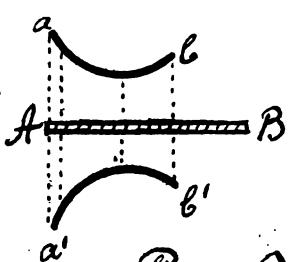


Рис. 90.

Прилад для померення кутів обертання

1. Так звана МЕТОДА ДЗЕРКАЛА й СКАЛІ до померіу НЕЗНАЧНИХ кутів обертання. Полягає вона в наступному: в тілом, кут обертання його довколо осі  $O$ , що є прямовою до площини рисунку, потрібно знайти, - сполучається дзеркало  $ab$  /рис. 91/. Рівнобіжно до цього встановлюється скади  $ss'$  з відповідними поділами, над якою міститься труба  $T$ ; оптична вісь останньої витворює в площині дзеркала  $ab$  прямий кут, так що в трубу, наведену на дзеркало спостерігач бачить  $n$ -ий поділок скаді. Як що тепер даний предмет обернеться довколо осі  $O$  на кут  $\alpha$  й дзеркало займе положення  $a'b'$ , спостерігач побачить у трубу  $n$ -ий поділок скаді. Різниця  $n-n$  дасть нам певний відсоток  $\ell$ ; як що віддалення скаді від дзеркала вказуємо через  $\zeta$ , то матимемо:

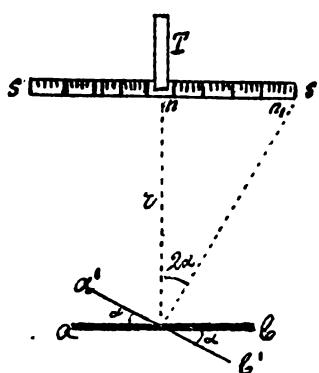


Рис. 91.

$$tg 2\alpha = \frac{\ell}{\zeta}.$$

182/

звідкиля знаходимо кут  $\alpha$ .

Метода дзеркала й скаді вперше до вживання була прикладена ПОЛГЕНДОРФОМ /1796-1877/.

2. ГЕЛІОСТАТ. Так називається пристрій, який дозволяє скерувати сонячне проміння в певному ба-заному напрямку й зберігати дії цей напрямок, не дивлячися на сповідний рух Сонця по небесній сфері. Виконується таке завдання поміччу годинникового механізму, який відповідним чином змінює положення дзеркала.

3. СЕКСТАНТ. Так називається пристрій до визначення величини КУТО-

вого ВІДДАЛЕНЯ ПО МІЖ ДВОМА ПРЕДМЕТАМИ. Він складається /рис. 92/ з кругового вирізка  $\text{ABC}$  /I/6 кругу/, який має дверкало  $\mathcal{D}$ , та  $\mathcal{D}_2$  та оптичну трубу  $T$ . Дверкало  $\mathcal{D}$ , є рухомим; воно безпосередньо влучене в лінійку  $\mathcal{L}C$ , яка обертається довколо осі, що проходить через осередок кругового вирізка; положення дверкала  $\mathcal{D}$ , визначається положенням лінійки  $\mathcal{L}C$  зглядно скалі, що нанесена на обводі вирізка; для збільшення точності відліку лінійка  $\mathcal{L}C$  має ноніус. Дверкало  $\mathcal{D}_2$  складається з двох частин: нижньої, що власне є витворюча дверкало, та верхньої, що уявляє собою провору шкляну плитку. Площа дверкала  $\mathcal{D}_2$  є рівнобіжна лінії  $\mathcal{L}C$  вирізка; що до дверкала  $\mathcal{D}_2$ , то його площа є рівнобіжна  $\mathcal{L}C$  тоді, коли лінійка  $\mathcal{L}C$  знаходиться на нулевому поділку скалі.

Для того, щоб поміряти кутове віддалення  $\varphi$  між двома предметами  $P$  та  $R$  /рис. 93/, спостерігач, тримаючи рукою за держальце секстанту, приводить його до такого положення, при якому через шкляну плитку дверкала  $\mathcal{D}_2$  у трубу видко предмет  $P$ ; після цього спостерігач, пересовуючи лінійку  $\mathcal{L}C$ , приводить дверкало  $\mathcal{D}$  до такого положення, при якому проміні світла, що йдуть від предмету  $R$ , залишаючи відбиття від обох дверкал, потрапляють через трубу  $T$  до ока. Нехай ці проміні впали на дверкало  $\mathcal{D}$ , під кутом  $\alpha$ , а на дверкало  $\mathcal{D}_2$  під кутом  $\beta$ . Тоді з  $\triangle \mathcal{D}, \mathcal{D}_2 E$  маємо:  $\angle R\mathcal{D}_2 D = \angle D_2 D_2 O + \angle D_2 D_1$ , або:

$$\begin{aligned} 2\alpha &= \beta + \varphi; \\ \text{з } \triangle \mathcal{D}, \mathcal{D}_2 E \text{ маємо: } \angle R\mathcal{D}_2 D &= \angle D_2 E C + \\ &+ \angle D_2 D_1 E, \text{ або } 90^\circ - \beta = \varphi + (90^\circ - \alpha) \end{aligned} \quad /83/$$

$$\text{або } \varphi = \alpha - \beta. \quad /84/$$

Вирази /83/ та /84/ дають  $\varphi = \alpha - \beta. \quad /85/$

Як бачимо КУТОВЕ ВІДДАЛЕНИЯ  $\varphi$  ПО МІЖ ПРЕДМЕТАМИ  $P$  ТА  $R$  ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ПОДВІЙНОЮ ВАРТИСТЮ КУТА  $\varphi$ , ВІДРАХОВАНОГО ПО СЕКСАНТУ.

4. ГОНІОМЕТР. Так називається пристрій, що служить до поміру кутів, витворених стінками кристалів або шкляних призм і т. інш. Конструкція його є наступна: по обводу ЛІМБА /себ-то круга в нанесеними на нього поділками/ посувався труба  $T$  /рис. 94/, вісь якої завше лишається рівнобіжною до

луча лімба. Кристал  $K$  міститься так, щоби труба /труба/ дісталася від дверкала  $\mathcal{D}$  /кінця/ відповідно до відстані  $T_1 T_2$ , якої необхідно вимірювати, звісно з віссю лімба /0/. Від джерела світла  $S$  через щілину  $n_1$  пускається на кристал жмуток промінів, які відбиваються почаси від стінки  $OA$  /кут падіння  $\alpha$ /, а почаси від стінки  $OB$  /кут падіння  $\beta$ /. Такі відбиті проміні потрапляють до труби  $T$ , як що вона займає положення  $T_1$  та  $T_2$ . Кутове віддалення  $T_2 O T_1 = \varphi$  по між останніми, відраховане по лімбу, дає величину, вартість якої визначається виразом:  $\varphi = 360^\circ - 2(\alpha + \beta)$ ; в другого боку ми маємо:  $\varphi = 360^\circ - (90^\circ + \alpha) - (90^\circ + \beta)$ ; або:  $\varphi = 180^\circ - (\alpha + \beta)$ . Порівнюючи ці два вирази, дістанемо:

$$\varphi = \frac{\theta}{2}; \quad /86/$$

§ 56. Перейдемо тепер до розгляду т.зв. СФЕРИЧНИХ ДВЕРКАЛ, себ-то таких, поверхня яких з'являється поверхнею сфери. Як що дверкало витворюється ВНУТРІШНЬОЮ сторонкою сфери, ми його назовемо УГНУТИМ, як що-ж ЗОВНІШНЬОЮ, то ВИГНУТИМ.

Розглянемо відбивання світла й витворення образів у дверкалах УГНУТИХ. Нехай  $AB$  /рис. 95/ уявляє собою угнуте дверкало, осередком сферичної поверхні якого є точка  $O$ . До точку ми назовемо ОСЕРЕДКОМ КРИВИЗНИ дверкала  $AB$ . Всяке сферичне дверкало уявляє собою очевидно частину сферичної поверхні.

загалом кажучи сферичний відрізок. Осередок його, себ-то точку  $C'$  ми назовемо ОПТИЧНИМ ОСЕРЕДКОМ сферичного дзеркала. Проста  $OC$ , поведена через осередок кривини та оптичний осередок сферичного дзеркала, називається його ОПТИЧНОЮ ВІСЮ. Промінь світла, який поширяється здовж оптичної осі дзеркала, назовемо ГОЛОВНИМ ПРОМІННЯМ; очевидно головний промінь, заливши відбиття, збереже жінку своєго поширення /бо кут його падіння виносить нуль/. Який небудь інший промінь /рис. 96/, наприклад промінь  $S'B$  (кут падіння  $\alpha$ ) після відбиття від дзеркала змінить уже лінію свого поширення й дістане напрямок  $B'S'$ . З подібних трикутників  $S'BO$  та  $OB'S'$  матимемо:  $\frac{S'O}{S'B} = \frac{S'B}{S'O}$ .

Як що кут  $\beta$ , який промінь

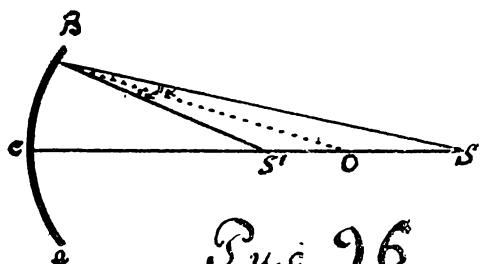


Рис. 96.

$S'B$  витворює в оптичну вісь, є незначний, відтинки  $S'B$  та  $S'C$  дуже мало ріжуться по між собою; отже при такій умові можемо вважати:  $S'B = S'C$ ; аналогічно:  $S'B = S'C$ . Таким чином матимемо:  $\frac{S'O}{S'B} = \frac{S'C}{S'O}$ . Покладемо:  $S'C = x$ ,  $S'B = y$ ,  $CO = R$ . Визначає собою НОРМАЛЬ до поверхні сфери, а через те точка  $O$  з'являється ОСЕРЕДКОМ сфери, а відтинок  $BO$  її РУЧЕМ. Тоді матимемо:  $S'O = x - R$ ,  $S'C = R - y$ , а звідціля дістанемо:

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = \frac{2}{R}; \quad /87/$$

Цей вір визначає положення ОБРАЗА світляної точки В УГНУТОМУ ДЗЕРКАЛІ. У вираз /87/ не увіходить величина  $\beta$ ; а це показує, що наваний вираз зберігає силу для всіх без винятку промінів, незначно відхиленіх од оптичної осі і що всі такі проміні, заливши відбиття від дзеркала перетинають оптичну вісь останнього в одній точці, якою є точка  $S'$ . Образ  $S'$  точки  $S$  повстася як вислід зустрічі САМИХ ВІДБИТХ ПРОМІНІВ; отже бачимо, що в даному випадку образ світляної точки є ДІЙСНИМ.

Промінь  $S'B$  є в нас промінем ПЕРВІСНИМ, промінь  $B'S'$  - промінем ВІДБИТИМ. Як що би навпаки  $S'B$  був ПЕРВІСНИМ промінем, то ВІДБИТИМ став би промінь  $B'S'$ . Отже бачимо, що ТОЧКА  $S'$  є ОБРАЗОМ ТОЧКИ  $S$  І НАВПАКИ ТОЧКА  $S$  є ОБРАЗОМ ТОЧКИ  $S'$ . Її властивість ми можемо окреслити в таким сформульованням: СВІТЛЯНА ТОЧКА ТА ЇЇ ОБРАЗ В УГНУТОМУ ДЗЕРКАЛІ є ТОЧКАМИ ВЗАЄМНО-ЗВОРОТНИМИ.

Розглянемо тепер де-які поодинокі випадки:  
І)  $x = \infty$ . Тоді вираз /87/ дає:

$$\frac{1}{y} = \frac{2}{R}, \quad 2y = \frac{R}{2} \quad /88/$$

Отже бачимо що жмуток РІВНОВІДІНІХ ПРОМІНІВ ПІСЛЯ ВІДБИТТЯ ВІД УГНУТОГО ДЗЕРКАЛА СХОДИТЬСЯ В ОДНІЙ ТОЧЦІ ОПТИЧНОЇ ВОСІ, ВІДДАЛЕНОІ ВІД ОПТИЧНОГО ОСЕРЕДКУ ДЗЕРКАЛА НА ПІВЛУЧА ОСТАНЬОГО. Така точка  $F$  /рис. 97/ називається ВОГНИЩЕМ або ФОКУСОМ дзеркала. Відступ  $F = f$  дасть нам ОГНИЩЕВЕ АБО ФОКУСНЕ ВІДДАЛЕННЯ. Таким чином ми маємо:

$$f = \frac{R}{2}, \quad R = 2f. \quad /89/$$

Отже вір /87/ остаточно напишеться так:

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = \frac{1}{f} \quad /90/$$

$2/x > 2/f$ . Тоді маємо:  $\frac{1}{x} < \frac{1}{2f}$   
звідки  $y < 2f$ .  $/91/$

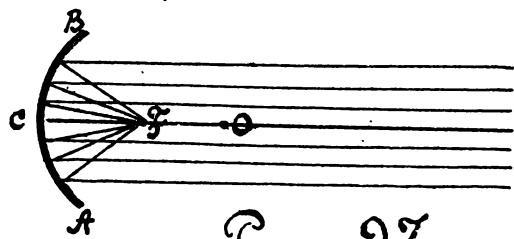


Рис. 97.

Приходимо до такого висновку: ОБРАЗ В УГНУТОМУ ДЗЕРКАЛІ ПРЕДМЕТА, ВІДДАЛЕННЯ ЯКОГО ВІД ДЗЕРКАЛА ВИНОСИТЬ БІЛЬШЕ  $2f$ , є ОБРАЗОМ ДІЙСНИМ; МІСТИТЬСЯ ВІН ПО-МІЖ ОСЕРЕДКОМ КРИВИЗНИ ДЗЕРКАЛА ТА ЙОГО ФОКУСОМ.

ІІ)  $x = 2f$ . Тоді маємо:  $\frac{1}{y} = \frac{1}{2f}$  звідки  $y = 2f$ .  $/92/$

себ-то ОБРАЗ ПРЕДМЕТА, що знаходитьсь в осередку кривизни угнутого дзеркала, є ДІЛСНИМ ОБРАЗОМ, який міститься в тій же точці і зливається з самим предметом.

$$\underline{4/x < f} \quad . \text{ Тоді маємо: } \frac{1}{y} < \frac{1}{f} \quad \text{звідки}\}$$

$$y > f.$$

себ-то ОБРАЗ ПРЕДМЕТА, що знаходитьсь по-між осередком кривизни угнутого дзеркала та його фокусом, є ДІЛСНИМ ОБРАЗОМ, який міститься по-за подвійним фокусним віддаленням.

$$\underline{5/x = f} \quad . \text{ Тоді маємо: } \frac{1}{y} = 0, \text{ себ-то}$$

Отже бачимо, що ОБРАЗ ПРЕДМЕТА, уміщеного в фокусі угнутого дзеркала, знаходиться на безкінечності.

Проміні світла, яке висилає джерело  $S$  /рис. 98/, уміщене в фокусі  $F$  угнутого дзеркала, після відбиття від останнього поширяється РІВНОБІЖНИМ жмутком, напрямок якого визначається лінією оптичної осі дзеркала.

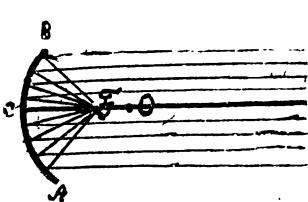


Рис. 98.

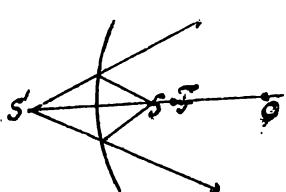


Рис. 99.

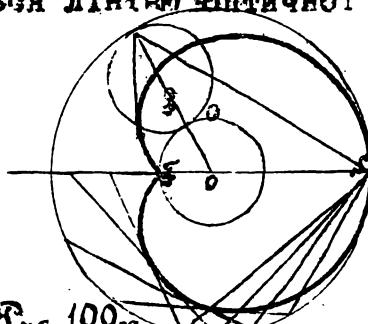


Рис. 100.

Н.І.м. У цьому випадку, як бачимо в рис. 99, образ  $S'$  світляної точки  $S$  постає у вислід вустрічі ПРОДОВЖЕНЬ відбитих од дзеркала промінів.

$$\underline{5/x = 0} \quad . \text{ Тоді маємо також:}$$

$$y = 0$$

себ-то ОБРАЗ ПРЕДМЕТА, який міститься на поверхні угнутого дзеркала, зливається з ПРЕДМЕТОМ.

До цього часу ми розглядали лише такі проміні, які з оптичною віссю угнутого дзеркала витворюють НЕЗНАЧНІ кути.

Відьмемо тепер під увагу й ті проміні, які значно відхиляються від названої осі. Для таких промінів окреслені вище умови виконуватися не будуть і в ОДНІЙ ТОЧЦІ вони вже не СХОДИТИМУТЬСЯ. Геометричне місце зустрічі різних промінів уявлятиме в цьому випадку не точку, а все цілу ПОВЕРХНЮ. Така поверхня дістас назву КАТАКАУСТИЧНОЇ ПОВЕРХНІ. Як що джерело світла знаходиться на безкінечності й проміні йдуть рівнобіжним жмутком, катакаустична поверхня має вигляд показаний на рис. 100. Вершок цієї поверхні точка  $F$  відповідає фокусу дзеркала  $ACB$ . Як що би джерело світла  $S$  ми вмістили на самій сферичній поверхні, частиною якої є дзеркало  $ACB$ , то катакаустична поверхня набула би вигляду, що поданий на рис. 100. Окresлене з'явлене РОЗМІШЕННЯ ОБРАЗІВ СВІТЛЯНОЇ ТОЧКИ  $S$  НА ЦІЛІЙ КАТАКАУСТИЧНІЙ ПОВЕРХНІ називається СФЕРИЧНОЮ АБЕРАЦІЄЮ. В наслідок сферичної аберациї угнутих дзеркал образ кожної світляної точки перетворюється в цілий невеличкий круглик. На цьому страже виразність образу та його відповідність самому предмету.

Більш-менш правдиві образи предметів даватимуть лише ті дзеркала, що можуть розглядатися як НЕЗНАЧНІ елементи відповідних сфер. Таким чином з двох дзеркал однакових розмірів більше правдиві образи подаватиме дзеркало з меншою кривизною.

Перейдемо тепер до геометричної побудови образів предметів в угнутих дзеркалах /у тій гадці, що сферична аберация є відсутній/. Як що предмет знаходиться на безкінечності,  $|x=\infty|$ , то само собою розуміється, що образ його обертається в точку, яка міститься в фокусі дзеркала.

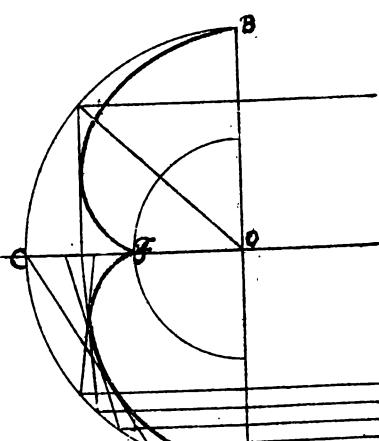


Рис. 100.

Нехай тепер /рис. 101/ предмет знаходиться на конечному віддаленні, що є більшим однієї фокусної відстані ( $x > f$ ). Щоби дістати образ предмету  $PQ$  в цьому випадку /рис. 101/ від кожної з крайніх його точок  $P$  та  $Q$  поведемо два проміні: один — ГОЛОВНИЙ, що пройшов би через осередок кривизни /точку  $O$ /, другий РІВНОБІЖНИЙ ОПТИЧНІЙ ВОСИ. Після відбиття від дзеркала перший з наваних промінів верне первісну дорогу, другий же перейде через фокус дзеркала /точку  $F$ /. Яко вислід зустрічі таких відбитих промінів дістанемо образ  $P'Q'$  предмету  $PQ$ . Як бачимо, образ цей буде ДІЙСНИМ, ОБЕРНЕНИМ, ЗМЕНШЕНИМ.

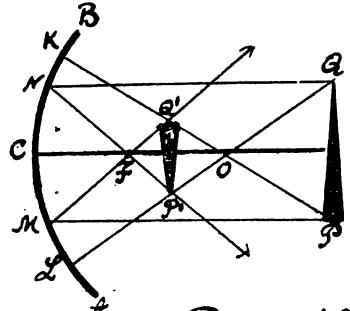


Рис. 101.

образ його. Таким чином ОБРАЗ ПРЕДМЕТУ, що ВІД УГНУТОГО ДЗЕРКАЛА ЗНАХОДиться НА ВІДСТУПІ, РІВНОМУ ПОДВІЙНОМУ ФОКУСНОМУ ВІДДАЛЕННЮ ОСТАНЬОГО, є ОБРАЗОМ: ДІЙСНИМ, ОБЕРНЕНИМ, РІВНИМ ПО РОЗМІРАХ САМОМУ ПРЕДМЕТУ.

Як що  $x < f$ , себ-то предмет відступає від дзеркала менше ніж на ПОДВІЙНЕ ФОКУСНЕ ВІДДАЛЕННЯ /знаходитьсь по-між точками  $O$  та  $F$ /, на підставі засади взаємної зворотності ми скажемо, що ОБРАЗ ЙОГО є: ДІЙСНИМ, ОБЕРНЕНИМ, ЗБІЛЬШЕНИМ.

Як що нарешті  $x < f$ , себ-то ПРЕДМЕТ ЗНАХОДиться ВІД ДЗЕРКАЛА НА ВІДСТУПІ, МЕНШОМУ НІЖ ФОКУСНЕ ВІДДАЛЕННЯ /міститься по-між точками  $C$  та  $F$ /, як показує рис. 102, ми дістанемо ОБРАЗ: УЯВНИЙ, ПРОСТИЙ, ЗБІЛЬШЕНИЙ.

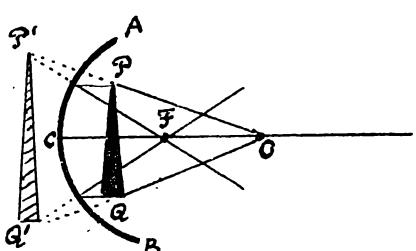


Рис. 102.

ПРОЕКТОРАХ, де основне завдання цілої конструкції полягає в тому, щоби всю святалину енергію даного джерела зібрати у вузенький жмуток промінів. В останні часи техника знайшла ще одне практичне пристосування угнутих дзеркал; в Америці зроблено вдалі спроби побудови велетенських рефлекторів, складених з десятків поодиноких дзеркал, які збирають теплову енергію сонячних промінів. У фокусі такого рефлектора міститься виповнений водою циліндричний казан; вода, огріта сонячним промінням, закипає й перекичеть в пару; остання по трубах подається до парової машини низького тиску, яку й приводить у рух. Сонячна теплова енергія угнутими дзеркалами конденсується остільки добре, що за їх поміччу можна ростоплювати ріжні металі.

§ 57. Переїдемо тепер до розгляду ВИГНУТИХ ДЗЕРКАЛ. Образ  $S'$  світляної точки  $S$  /рис. 103/ в такому дзеркалі завше буде УЯВНИМ, бо лежатиме по другий бік дзеркала. Як що джерело світла знаходитьсь на безкінечності /рис. 104/, то рівнобіжний жмуток промінів сходиться в точці  $F$ , яка творить ФОКУС або ОГНИЩЕ дзеркала. Таким чином приходимо до наступного висновку: ФОКУС ВИНУТОГО ДЗЕРКАЛА є ТОЧКОЮ УЯВНОЮ.

Як бачимо у вигнутому дзеркалі відбиті проміні при всяких умовах творять собою розвідний жмуток. А через те вигнуті дзеркала дістають назву дзеркал РОЗСІВАЛЬНИХ.

У випадку вигнутого дзеркала осередок його кривизни та предмет знаходяться ПО РІВНІ БОКИ дзеркала. А через те вір /87/ перепишеться так:

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = -\frac{2}{R};$$

Отже замість рису /92/ дістанемо.

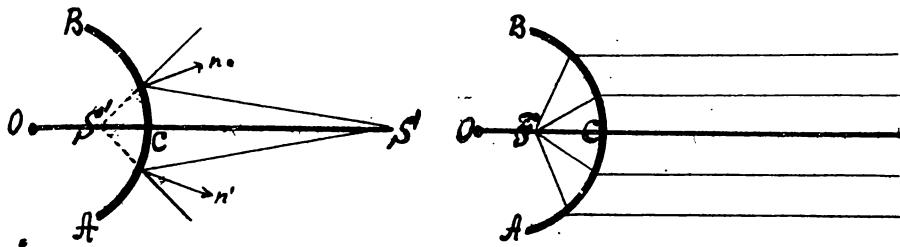


Рис. 103.

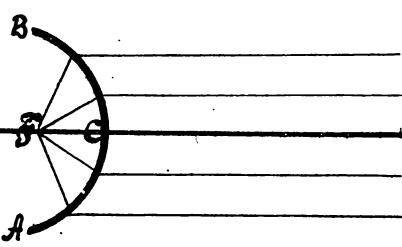


Рис. 104.

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = -\frac{1}{f} \quad /98/$$

Схему побудови образу предмета у вигнутому дзеркалі подає рис. 105.

Як бачимо образ цей є уявним, простим, зменшеним.

§ 58. Як що світляний промінь на дорозі свого поширення зустрічає поверхню розділу двох оточень з НЕОДНАКОВИМИ ОПТИЧНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ, то перейшовши навдану поверхню він зазнає ламання. З'явище це підлягає всім тим правилам, що були своєчасно нами встановлені при викладі теорії хвильастого руху /§ 22-23/. Таким чином в усіх тих випадках, коли промінь світла падає на поверхню розділу не прямо до неї /кут падіння відмінний від нуля/, він змінює первісний напрямок свого поширення. З кількостного боку з'явище ламання окреслюється величиною, яку ми назвали СОЧИННИКОМ /КОЕФІЦІЕНТОМ/ ЛАМАННЯ. Об'єднуючи взори § 22 напишемо:

$$n_{BA} = \frac{v_A}{v_B} = \frac{n_B}{n_A} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad /99/$$

Отже бачимо що I АБСОЛЮТНІ СОЧИННИКИ ЛАМАННЯ СВІТЛА ДЛЯ РІЖНИХ ОТОЧЕНЬ (за основне оточення ми вважатимемо при цьому ПОРОЇ НЕЧУ) є ВІДВОРОТНО-ТРОПОРЦІОНАЛЬНІ до скоростей його поширення в цих оточеннях.

2/ Як що АБСОЛЮТНИЙ СОЧИННИК ЛАМАННЯ ДРУГОГО ОТОЧЕННЯ є БІЛЬШИМ од СОЧИННИКА ЛАМАННЯ ПЕРШОГО ОТОЧЕННЯ / $n_B > n_A$ /, СЕБ-ТО ЗГЛЯДНИЙ СОЧИННИК ЛАМАННЯ є БІЛЬШИМ од одиниці / $n_B > 1$ /, то промінь, зазнавши ламання, навіть зустріється з нормаллю / $\beta < \alpha$ /.

3/ Як що АБСОЛЮТНИЙ СОЧИННИК ЛАМАННЯ ДРУГОГО ОТОЧЕННЯ є МЕНШИМ від СОЧИННИКА ПЕРШОГО ОТОЧЕННЯ / $n_B < n_A$ /, СЕБ-ТО ЗГЛЯДНИЙ СОЧИННИК є МЕНШИМ од одиниці / $n_B < 1$ /, то промінь, зазнавши ламання, віддаляється від нормалі / $\beta > \alpha$ /.

Через те, що сочинник ламання залежить від співвідношення скоростей  $v_A$  та  $v_B$ , поширення світла в обох оточеннях, а величина скорости, як показує вираз /29/, залежить від частоти дріганий та довжини хвилі  $\lambda$ , для світла з ріжними довжинами хвиль ми матимемо ріжні варості величини  $n_{BA}$ . Отже світло ріжної окраски матиме ріжні сочинники ламання. Такі ріжні сочинники матимуть складові проміні сонячного світла, що, як відомо, творить свою цілий комплекс промінів ріжноманітних кольорів. А через те, трактуючи питання про ламання т.зв. "білого" світла, ми можемо казати лише про ПЕРЕСІЧНИЙ СОЧИННИК ламання.

Нижче подається варості такої величини  $n_p$  пересічного абсолютноого сочинника ламання для деяких тіл.

Назва тіл	$n_p$	Назва тіл	$n_p$
Вовдух	1,00029	Канадський бальзам	1,54
Лід	1,31	Сіль	1,55
Вода	1,33	Цукор	1,56
Алкоголь	1,36	Турмалін	1,65
Шкло { Кронглаз	1,51 - 1,57	Алмаз	2,42
Флінглаз	1,57 - 1,96	Золото	0,58
		Мідь	0,65

Не трудно пересвідчитися, що дані цієї таблиці відповідають твердженням теорії; наприклад для води ми маємо

$$n = \frac{300.000}{225.000} \text{ sec.} = 1,33$$

км.  
сек.

Сочинник ламання того або іншого оточення ставиться його оптичними властивостями. А ці останні в свою чергу залежать від низки внутрішніх фізичних властивостей оточення. Зміна густоти оточення та його пруживости впливає на його оптичну природу, а через те й на вартість сочинника ламання. Піддаючи наприклад воздуху стиску, ми, користуючись відповідними технічними уряджень, можемо сконстатувати зміну вартості його сочинника ламання. З наведених причин сочинник ламання змінюється зі зміною температури даниого оточення.

Що сочинник ламання залежить безпосередньо від густоти оточення видно зі взорів:

$$n_{BA} = \frac{n_B}{n_A} = \frac{v_A}{v_B}, \quad \text{так} \quad v = k \sqrt{\frac{P}{\rho}},$$

які дають:

$$n_{BA} = \frac{n_B}{n_A} = \frac{\nu_{BA}}{\nu_{AA}}; \quad /100/$$

останній вір показує, що ВАРТОСТИ АБСОЛЮТНИХ СОЧИННИКІВ ЛАМАННЯ є ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ до коренів КВАДРАТОВИХ з ГУСТОТ ВІДПОВІДНИХ ОТОЧЕНЬ.

Вір /100/ показує, що коли  $\nu_B > \nu_A$ , себ-то промінь переходить до оточення ГУСТИШОГО від оточення РІДШОГО.  $n_{BA} > 1$  й тоді названий промінь НАБЛІЖУЄТЬСЯ до нормалі. Як що навпаки  $\nu_B < \nu_A$ , то  $n_{BA} < 1$  і тоді промінь віддаляється від нормалі /рис. 106/.

З'явіще ламання світла можна продемонструвати на численних досвідах. Як що наприклад плитку  $AB$  /рис. 107/, на якій накреслено похилу просту лінію  $l_0r$ , та півколо  $l'm$ , умістити до шкляної посудини з водою, рівень якої відповідає промірю півколо  $l'm$ , то побачимо що проста лінія  $l_0r$  обернулася в ламану /відійшовши від нормалі до поверхні води/, а півколо обернулося в півеліпсу. /Сочинник ламання світла для воздуху є меншим од також сочинника ламання для води/.

§ 59. В теорії хвильового руху /§ 23/ ми показали, що в тому разі, коли промінь зустрічає поверхню розподілу під кутом БІЛЬШИМ ОД ГРАНИЧНОГО КУТА  $\alpha_e$ , що визначається виразом  $\alpha_e = \arcsin \frac{1}{n}$ , то цей промінь зазнає ПОВНОГО ВНУТРІШНЬОГО ВІДБИТТЯ. В оптичних процесах таке з'явіще заходить дуже часто. В річчу зрозуміло, що для витворення названого з'явіща світляні проміні в кожному поодинокому випадку мають бути

скеровані у відповідному напрямку, який для тіл в різними сочинниками ламання буде ріжним, у залежності від вартості граничного кута. Для кожної пари тіл такий кут матиме властиву для цієї пари, точно означену вартість.

Так наприклад для води та воздуху  $\alpha_e = 48^{\circ}30'$ . Найменшу вартість величина  $\alpha_e$  має для діаманту  $/\alpha_e = 23^{\circ}45'/$ . Цим пояснюються властивості останнього /"гра промінів"/, якими ставиться його висока краса й коштовність.

Рис. 106.

скеровані у відповідному напрямку, який для тіл в різними сочинниками ламання буде ріжним, у залежності від вартості граничного кута. Для кожної пари тіл такий кут матиме властиву для цієї пари, точно означену вартість.

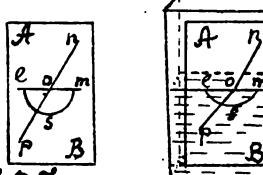


Рис. 107.

На основі виразу  $n_{BA} = \sin \alpha_e$  переводиться, між іншим, на практиці знаходження сочинника ламання світла.

Прикладів повного внутрішнього відбиття ми можемо навести немало. Наллявши до шклянки води й дивуючися з долини на її поверхню, побачимо що вона видається металево - блискучкою, мов правдиве дзеркало. Як що покладено до шклянки ложечку й при тому ж положенні ока дивитимося на шклянку, то частину ложечки, що міститься безпосередньо над водяною поверхнею, не побачимо; її закриватиме непровора дзеркалево-блискуча поверхня води.

В правильній прямокутній призмі  $ABC$  /рис. 108/ промінь  $PO$ , прямо-вий до грані  $AC$ , не виходить за межі призми і зав-нає повного внутрішнього відбиття, бо гранку  $AB$  він зустрічає під кутом  $u = 15^\circ$ , що є більшим од граничного кута шкла  $40^\circ 39' 1''$ . З причини повного відбиття світла агадана гранка призми видається дзеркальною. Це з'являє однаке зникає, як що до гранки дотикнутися мокрим пальцем.

Названих призм в'живается замісць дзеркал у різних оптических пристроях, в'окрема в новітніх ПРИЗМАТИЧНИХ БІНОКЛЯХ. Як що в посудині  $P$  /рис. 109/ через відтулину  $\alpha$  випускати струмінь води й через його за поміччу джерела  $S$ , то в наслідок повного внутрішнього відбиття буде освітленім увесь струмінь. На цьому базується урядження т. зв. "СВІТЛЯНИХ ФОНТАНІВ".

Як що дві однакові шкляні плитки /рис. 110/ прикладти одну до другої так, щоби по-між ними лишалася точенька верства воздуху й обклейти їх здовгі країв стрічкою, що не пропускала би води, а після цього спустити до шклянки з водою, то світло, пущене на названі плитки під кутом більшим од граничного кута для пари: вода-воздух, не перейде крізь плитки /самі шкляні плитки в цьому випадку не відограватимуть жадної актичної ролі/; все полягатиме у верстві від духу, яку вони утримуватимуть внутрі води/.

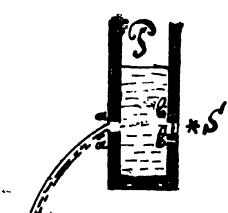


Рис. 108.

Маленькі краплі прозорої води видаються матово-білими в наслідок того, що всі проміні світла які потрапляють до них, зазнають повного внутрішнього відбиття. Через те водяна пара має такий молочно-білий вигляд. Цим же пояснюється білість снігу.

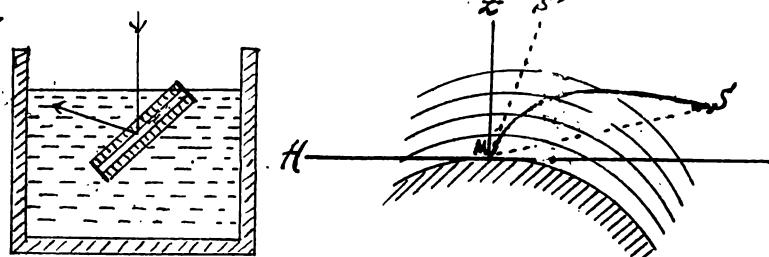


Рис. 110.

Рис. 111.

Це оточення є АНІЗОТРОПНИМ, бо густота воздуху, в міру переходу від долініх його верств до горішніх, тягло зменшується. А через те / $\delta = 58'$ / промінь світла від небесного тіла  $S$  /рис. 111/, переходячи від верств атмосфери рідших до верств густіших, кожного разу НАЕМІЖУЄТЬСЯ ДО НОРМАЛІ. Отже такий промінь до ока спостерігача, що міститься в точці  $M$ , земної поверхні, потрапить не в напрямку  $SM$ , який би він мав при умові щілковитої відсутності атмосфери, а в напрямку  $S'M$ ; а в цієї причини спостерігач побачить світило не в точці  $S$  небесної сфери, а в точці  $S'$ . Як побачимо світило  $S$ , піднеслося над обрієм місця спостереження на кут  $SMS'$ . Таке з'явлене зміни положення об'єкта на небесній сфері в наслідок ламання промінів світла називається РЕФРАКЦІєю. Мірою цього кута  $SMS'$  є кут  $ZMS'$ . Як що світило знаходиться в ЗЕНІТІ даного місця /точці  $Z$ /, то на поверхні розподілу всіх без винятку верств атмосфери світло падає прямо / $\alpha = 0$ / й через те ламання не зазнає. Отже приходимо до висновку, що СВІТИЛА, ЯКІ ПЕРЕБУВАЮТЬ В ЗЕНІТІ ДАНОГО МІСЦЯ, РЕФРАКЦІЯ ВИНОСИТЬ НУЛЬ. Само собою далі розуміється, що МАКСІМАЛЬНУ РЕФРАКЦІЮ МАТИМУТЬ СВІТИЛА, ЩО ЗНАХДЯТЬСЯ НА ЛІНІЇ СБРЮ. Такий максімум рефракції визначається кутом у  $33' 40''$ . У наслідок рефракції сонце склоняється над обрієм раніше і заходить за нього пізніше, ніж то випада-

згідно астрономічних обрахунків. Таким чином рефракцію ставиться ЗЕІЛЬШЕНЯ ДНЯ І ЗМІНЕННЯ НОЧІ (приблизно на дві хвилини). В точках земної поверхні, близьких до рівника, сонячне проміння спадає на землю в напрямку, майже ПРОСТОПАДНОМУ, поблизу бігунів навпаки воно має напрямок СКІСНИЙ. Через те в останньому випадку дорога світла в земній атмосфері є значно більшою

/рис. II2/ ніж у випадку першому; а через те для бігунових місцевостей буде більшою й рефракція. Велика бігунова ніч скорочується в наслідок рефракції ~~а~~ на три доби. Через те, що величина рефракції для різних точок небесної сфери є різна і вартість її зростає в міру наближення до обрію, під час сходу та заходу сонця останнє змінює свій вигляд правильного диску, який приплющається в прямовісному напрямку. Це пояснюється тим, що долішні частини сонячного диску підносяться в наслідок рефракції над обрієм БІЛЬШЕ, а ніж його частини горішні.

З'явіще рефракції впливає на положення не лише небесних тіл, а також і земних предметів. Останні так само підносяться над площею позему.

§ 61. У воздушному оточенні земної атмосфери світло може зазнавати також, при певних умовах - коли воздушні верстви перебувають в супочинку, і повного внутрішнього відбиття. В цьому разі /рис. II3/ промінь світла, вийшовши з точки  $M$  земної поверхні починає переходити від нижчих, густіших верств, до верств горішніх, що мають густоту меншу, а через те кожного разу віддаляється від нормалі. На де-яку в горішніх верствах атмосфери промінь спадає під кутом, що є більшим од граничного, і через те визнає при цьому повного внутрішнього відбиття. Вертаючи далі до земної поверхні, він все наближується до нормалі і таким чином потрапляє до точки  $N$ . Через це глядач, що міститься в цій точці, бачить образи предметів, які знаходяться в точці  $M$ . Окреслене з'явіще має назву *фата тогдана*. Спостерігається воно переважно в південних країнах, де атмосферні умови /числота та спокій воздушних мас/ особливо тому сприяють.

§ 62. Переїдемо тепер до розгляду різних поодиноких випадків ламання світла. Почнемо з випадку ПЛІТОК З РІВНОБІЖНИМИ СТІНКАМИ. Нехай промінь світла №<sup>o</sup> 1, що поширюється в оточенні  $A$ , зустрічає на своїй дорозі оточення  $B$ , що має вигляд плитки  $X$   $M$ , обмеженої рівнобіжними стінками. Зазначимо кут падіння через  $\alpha$ , кут ламання через  $\beta$ . Тоді матимемо:

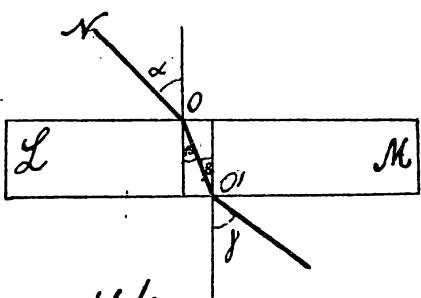


Рис. 114.

Буде очевидно  $\beta$ ; як що кут ламання ми зазначимо через  $f$ , то дістанемо:

$$n_{AB} = \frac{\sin \beta}{\sin f} \quad /102/$$

Але нам відомо /§ 22/, що  $n_{AB} = \frac{1}{n_{BA}}$ , а через те з /101/ та /102/ дістанемо:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin f}{\sin \beta}$$

звідки  $\alpha = f$ . Отже бачимо, що НАПРЯМОК ПРОМІНЯ СВІТЛА ПІСЛЯ ПРОХОДЖЕННЯ ЙОГО ЧЕРЕЗ ПЛІТКУ З РІВНОБІЖНИМИ СТІНКАМИ, є РІВНОБІЖНИМ З НАПРЯМОК ПЕРВІСНИМ.

Розглянемо далі ламання світла при проходженні його через ПРИЗМИ. Не-

хай промінь світла  $\mathcal{L}B$ , упавши на гранку  $AB$  призми  $ABC$ /рис.ІІ5/ під кутом  $\alpha$ , вступає до останньої під кутом ламання  $\beta$ , падає далі на гранку  $BC$  під кутом  $\gamma$  і нарещі виходить з призми під кутом  $\varphi$ . Таким чином за місце того, щоби поширюватися в напрямку  $\mathcal{L}H$  промінь, у наслідок ламання, поширюється в напрямку  $\mathcal{E}M$ . Кут  $HJM = \delta$  по між цвома названими напрямками ми роззовемо КУТОМ ВІДХИЛЕНИЯ. Величина  $\delta$  залежатиме очевидно від вигляду призми  $ABC$  себ-то, від вартості кута  $\angle ABC = \varphi$ . Кут  $\varphi$  ми назовемо ЛОМОВИМ КУТОМ призми  $ABC$ , а ії руబ  $\beta$  так само ЛОМОВИМ РУБОМ. Розглянемо  $\triangle JDE$ . Кут  $\delta$  є зовнішнім кутом цього трикутника. А через те зможемо написати:

$$\delta = (\alpha + \beta) + (\gamma + \varphi) = (\alpha + \gamma) - (\beta + \varphi); \quad /103/$$

Як що кут  $\angle F\varphi E$  визначимо через  $\xi$ , то дістанемо:  $\beta + \varphi + \xi = 180^\circ$  звідки  $\beta + \varphi = 180^\circ - \xi$ . В чотирикутнику  $BDEF$  кути  $\angle BDF$  та  $\angle BEF$  в прямі. А через те на підставі відомої теореми елементарної геометрії, напишемо:  $\varphi + \xi = 180^\circ$ , або  $180^\circ - \xi = \varphi$ . Таким чином матимемо:

$$\beta + \varphi = 180^\circ - \xi = \varphi; \quad /104/$$

А через те вираз /103/ перепишеться так:

$$\delta = \alpha + \gamma = \varphi; \quad /105/$$

Взір /105/ окреслює собою залежність по між кутом відхилення  $\delta$ , кутом падіння  $\alpha$ , кутом ламання  $\gamma$  та ломовим кутом призми  $\varphi$ . Для даної призми  $\varphi = \text{const}$ , а через те будуть звязані по між собою функціональною залежністю лише величини  $\delta$ ,  $\alpha$  та  $\beta$ . При зміні кута падіння  $\alpha$  змінюватиметься також і кут ламання  $\beta$ , а в звязку з цим набуватиме різних вартоостей і величина  $\delta$ . При певних умовах вона може сягнути мінімальної вартості  $\delta_{min}$ . Теоретичні обчислення й досвідне дослідження показують, що це має місце тоді коли виконана умова:

$$\alpha = \gamma; \quad /106/$$

себ-то коли кут  $\gamma$ , під яким проміні виходять з призми, є рівним куту  $\alpha$ , під яким вони на призму падають. В цьому випадку дорога промінів творить собою симетрійну ламану лінію /як показано на рисунку/. Отже в такому разі вираз /105/ дає:

$$\delta_{min} = 2\alpha - \varphi; \quad /107/$$

Але рівність  $\alpha = \gamma$  тягне за собою також друге рівніство:  $\beta = \varphi$ . Тоді вираз /104/ дає:

$$2\beta = \varphi \quad /108/$$

Таким чином бачимо, що кут відхилення  $\delta$  має мінімальну вартость тоді, коли кути падіння та ламання задовільняють наступним вимогам:

$$\alpha = \frac{\delta_{min} + \varphi}{2}; \quad \beta = \frac{\varphi}{2} \quad /109/$$

Як що ломовий кут  $\varphi$  є незначним, то промінь  $\mathcal{L}B$ /рис.ІІ5/ падає на гранку призми майже нормально і кут  $\alpha$  творить собою величину досить малу; те-ж стосується і кутів  $\beta$ ,  $\varphi$  та  $\gamma$ . А через те вираз:  $\eta = \frac{\delta_{min}}{\sin \varphi} = \frac{\delta_{min}}{\sin \beta}$  можемо переписати так:  $\eta = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\eta}{\varphi}$ ; звідки дістанемо:

$$\alpha = \beta \eta; \quad \eta = \varphi \eta.$$

Тоді взір /105/ напишеться так:

$$\delta = \eta (\beta + \varphi) - \varphi,$$

$$\delta = (\eta - 1) \varphi. \quad /110/$$

виразу /104/:

або, на підставі

Так виражається відхилення  $\delta$  через ломовий кут  $\varphi$  та сочинник ламання  $\lambda$

§ 63. Як що ломовий кут  $\varphi$  даної призми нам є відомий /поміряти його можемо гоніометром/, то, знайшовши досвідною дорогою величину  $\delta_{min}$ , ми на підставі взору:

$$n_{\text{вз}} = \frac{\sin \lambda}{\sin \sqrt{3}} = \frac{\sin \frac{\delta_{min} + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}$$

/III/

зможемо обчислити зглядний сочинник ламання /зглядно воздуху/ того матеріалу /шкло/, з якого виготована призма. На практиці це здійснюється за поміччу т.зв. СПЕКТРОМЕТРУ. Уявляє він собою лімб  $\mathcal{L}$  /рис. II6/ з рухомою трубкою  $T$ . В центрі лімбу міститься призма  $P$ , що може обертатися довколо свого ломового руба. Як що би призми  $P$  не було, світло від джерела  $S$  потрапляло би до точки  $C$ . Унаслідок же проходження через призму воно змінює свою дорогу й потрапляє до точки  $O$ . Кут  $CPO$ , відрахований безпосередньо по лімбу, подає нам вартість кута відхилення  $\delta$ . Як що положення призми  $P$  є таким, що ця вартість є мінімальною, то ми маємо можливість скористати зі взору /II6/.

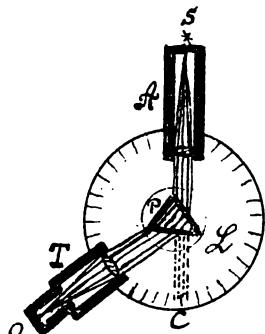


Рис. 116.

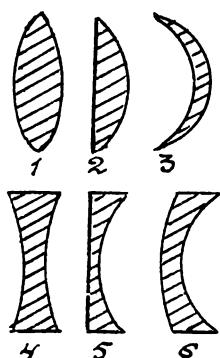


Рис. 117.

тичній осі, перейшовши через сочку змінить, згідно з відомих нам правил, напрямок свого поширення, при чому дорога його визначиться ламаною лінією  $\mathcal{L}_{MS}$ .

Промінь  $SM$ , що поширюватиметься здовж оптичної осі, ЛАМАННЯ НЕ ЗАЗНАЄ, а через те напрямку свого поширення не змінить. Такий промінь ми назовемо ГОЛОВНИМ. Ті проміні, які оптичною осі витворюють НЕЗНАЧНІ кути, ми називатимемо ОСБРЕДНІМИ проміннями. Нехай ми маємо звиральну сочку  $\mathcal{L}_M$  /рис. II9/. Вважатимемо, що вона є ДОСТИТЬ ТОНКОЮ, себ-то, що поверхні, які її обмежують, мають незначну кривизну. Нехай  $M$  є ссередній промінь і  $MNP$  означає дорогу його поширення. Хай далі  $O$  та  $O'$  є

осередки кривизни сферичних поверхні сочок  $\mathcal{L}_M$ . Поведемо в точках  $N$  та  $P$  площини  $\mathcal{L}_N$  та  $\mathcal{L}_P$ , дотичні до поверхні сочок. Лінії  $ON = R$  та  $O'P = R'$ , яко діаметри сфер, мають напрямки, НОРМАЛЬНІ до названих площин. А через те в чотирикутнику  $ONP$   $\angle NMP = 180^\circ - \angle NKP$ . Але  $\angle NKP = \angle OKO' = 180^\circ - (\alpha + \beta)$

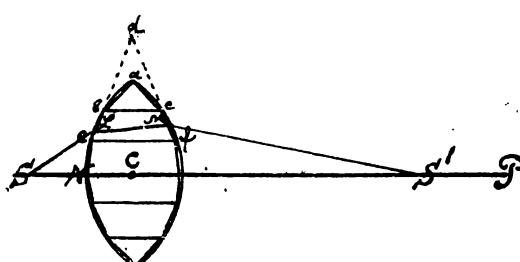


Рис. 118.

Отже

Зазначимо

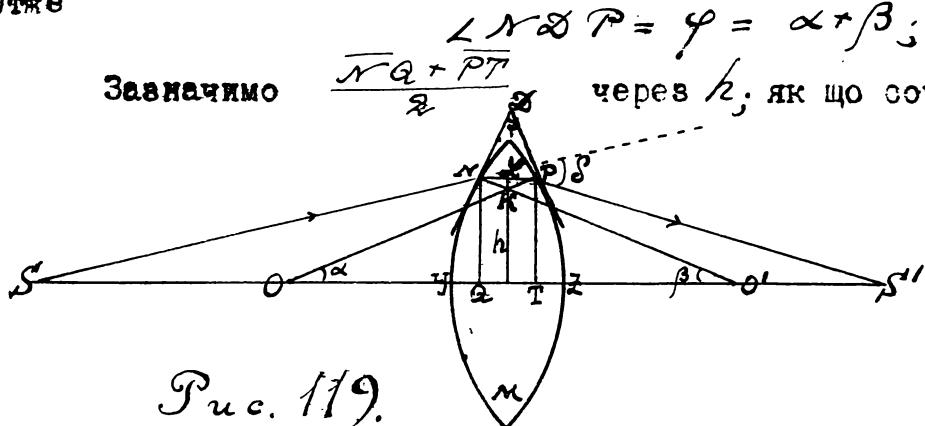


Рис. 119.

Звідкиlia:

$$\alpha = \frac{h}{R}, \quad \beta = \frac{h}{R'}, \quad /113/$$

А через те для ломового кута  $\varphi$  на основі взору /112/ дістанемо наступний вираз:

$$\varphi = h \left\{ \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right\}, \quad /114/$$

що на підставі взору /110/ дасть для величини відхилення  $\delta$  наступний вираз:

$$\delta = h(n-1) \left\{ \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right\}, \quad /115/$$

Вираз /115/ показує, що для даної сочки ( $n = \text{const}$ ,  $R = \text{const}$ ,  $R' = \text{const}$ ), вартисть величини  $\delta$  залежить лише від вартисти величини  $h$  ( $\delta = \text{const}(h)$ ), таким чином всі проміні, однаково нахилені до оптичної осі, матимуть однакові відхилення. При  $h=0$  маємо:  $\delta=0$ ; в першу чергу це, як нам відомо, стосується головних промінів, що поширюються здовж головної оптичної осі. Але та ж умова буде задовілена також і для певної низки інших промінів, що поширюватимуться здовж т.зв. БІЧНИХ ОПТИЧНИХ осей, як наприклад осі  $DE$  /рис.120/. Відповідні елементи поверхні сочки є в цьому випадку

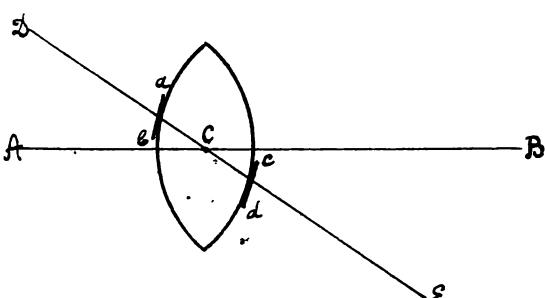


Рис. 120.

вість оптичного осередку сочки дозволяє нам дуже легко розв'язати питання про знаходження образів у різких сочках. До цього ми й перейдемо. Нехай ми маємо збиральну сочку  $SM$  /рис.121/, з оптичним осередком  $C$  і  $S'$  є світловна точка, образ якої ми шукаємо. Промінь  $SC$ , поведений через точку  $C$ , на основі сказаного вище, ламання не завдає. Промінь  $SM$  навпаки заломиться і, вийшовши з сочки, зустріється в певній точці з промінем

/112/

через  $h$ ; як що сочка є досить тонкою, то без помітної помилки можна прийняти  $nQ=h$ ,  $nT=h$ .

Відтинки  $nQ$  та  $nT$  досить невелично відрізняються від відповідних луків  $NY$  та  $PZ$ . А через те зможемо написати:

$$nT = nPZ = R\alpha, \quad nQ = nNY = R'\beta$$

Отже матимемо:

$$h = R\alpha = R'/\beta;$$

SC . Така точка зустрічі промінів і подальше образ  $S'$  точки  $S$ .  
Покладемо  $SC = x$ ,  $S'C = y$  і визначимо кут  $\alpha$  між двома проміннями через  $\angle \alpha$  та  $\beta$ . Тоді в приближенні можемо написати:

$$\text{З трикутника } SCS' \text{ маємо: } \delta = \alpha + \beta \text{ або} \\ \delta = h \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{y} \right); \quad |116|$$

Порівнявши вір |116| зі взором |115| матимемо:

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = (n-1) \left\{ \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right\} \quad |117|$$

Цей вираз описує собою основний загальний вір для всіх без винятку сочок. У відповідних випадках величини  $R$  та  $R'$  можуть набувати відміну вартість або оберталися в  $\infty$ .

У вираз |117| не увіходять величини  $h$  та  $\alpha$ ; це показує що положення образу  $S'$  точки  $S$  не залежить /при незначних кутах відхилення промінів од бічної оптичної осі/ від напрямку промінів; вої вони перетинають бічу вісь в одній точці, якою є точка  $S'$ . З рисунку видно, що коли б джерелом світла була точка  $S'$ , то образом її стала би навпаки точка  $S$ . Таким чином приходимо до наступного висновку: СВІТЛЯНА ТОЧКА ТА ОБРАЗ ЇЇ У СОЧДІ є ТОЧКАМИ ВЗАЄМНО-ЗВРОТНИМИ.

Як що світло падає на сочку жмутком РОВІЖНИМ /Рис. 122, I/, джерело світла та його образ лежать ПО РІЖНІ БОКИ сочки і через те величині  $X$  у взорі |117| належить приписати ДОДАТНЮ вартість. Як що ж навпаки світло падає жмутком ЗВІРНІМ /рис. 122, II/, то доводиться вважати, що джерело світла та його образ лежать ПО ОДИН БІК сочки й тоді величині  $X$  належить приписати ВІД'ЄМНУ вартість. Подібно до того ж величину  $Y$  вважатимемо ДОДАТНОЮ, коли образ є ДІЙСНИМ і ВІД'ЄМНОЮ, як що він є УЯВНИМ.

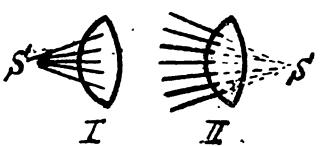


Рис. 122.

Розглянемо той випадок, коли світло спадає на збиральну сочку жмутком рівніважних промінів. В цьому випадку джерело світла знаходиться на безкошечності, а через те матимемо:  $X = \infty$ ,  $\frac{1}{X} = 0$ .

Отже вір |117| набуде такого вигляду:

$$\frac{1}{y} = (n-1) \left\{ \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right\}. \quad |118|$$

Точку  $F$ , віддалення якої  $U$  від оптичного осередку сочки визначається взором |118|, ми назовемо ГОЛОВНИМ ФОКУСОМ або ГОЛОВНИМ ОГНИЩЕМ сочки. Вартість величини  $U$  визначимо в даному разі через  $f$  і що стала для даної сочки величину назовемо ФОКУСНИМ ВІДДАЛЕННЯМ сочки.

Таким чином вір |118| обертається в наступний:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left\{ \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right\}; \quad |119|$$

Через порівняння взорів |117| та |119| дістаємо ще новий основний вір для сочок

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = \frac{1}{f}; \quad |120|$$

При заміні в останньому виразі величини  $x$  величиною  $U$  і навпаки величини  $U$  величиною  $x$  вираз не зазнає жодних змін. Це є аналітичним ствердженням засади взаємної зворотності точок  $S$  та  $S'$ , до якої вище ми підійшли дорогою геометричних міркувань.

При  $x = f$  вір |120| дає:  $f = 0$ ,  $U = \infty$ . Отже ОБРАЗ СВІТЛЯНОЇ ТОЧКИ що міститься в фокусі сочки, знаходиться на безкошечності.

Для всіх збиральних сочок двочлен:  $\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}$  творить собою величину ДОДАТНУ, а через те зі взору |119| дістаємо:  $f > 0$ ,

себ-то ФОКУС З БИРАЛЬНОЇ СОЧКИ є ТОЧКОЮ ДІЛЕННЯ.

Для сочок розсівальних кола величини  $R$  та  $R'$  може бути величинкою

або ВІДМНОЮ, або, в крайньому разі, БЕЗКОНЕЧНО-ВЕЛИКОЮ; через те в цьому випадку двочлен:  $\left\{ \frac{1}{n} + \frac{1}{n} \right\}$  в величину ВІДМНОЮ вір /119/ дає

себ-то ФОКУС СОЧКИ РОЗСІВАЛЬНОЇ є ТОЧКОЮ У ЯВНОЮ. Отже бачимо, що жмуток рівнобіжних промінів, який пірейшовши через розсівальну сочку /рис. 123/, переворюється в жмуток РОЗБІЖНИЙ, сходиться в точці  $S'$ , що лежить по той же бік сочки, як і джерело світла.

Ми до цього часу вважали, що джерело світла лежить на головній оптичній осі. Розглянемо тепер той випадок, коли він знаходиться на одній з бічних осей, наприклад на осі  $LC$  /рис. 124/. Тоді жмуток рівнобіжних промінів так само збереться в певній точці  $S'$ , яку ми назовемо БІЧНИМ ФОКУСОМ сочки. Таких фокусів буде очевидно необмежена кількість. Для промінів, незначно відхиленіх од головної оптичної осі, всі бічні фокуси лежать в одній площині, що проходить через головний фокус і є прямова до головної оптичної осі. Таку площину ми назовемо ФОКАЛЬНОЮ або ОГНИЩЕВОЮ ПЛОЩЕДЬЮ. Для сочок збиральних вона буде дійсною, для сочок розсівальних - уявною.

Ф 65. Нехай  $LM$  /рис. 125/, є збиральна сочка,  $S$  означає світляну точку,  $S'$  образ цієї останньої. Як і раніше вважатимемо  $SC=x$ ,  $S'C=y$ ; довжину проміру сочки  $LM$  вважаємо через  $\ell$ . Поведемо крайні проміні  $sL$ ,  $Ls'$  та  $sM$ ,  $Ms'$ ; вважаємо кути по міжними членами  $\varphi$  та  $\varphi'$ . Як що би проміні спадали на сочку жмутком не розбіжним, а рівнобіжним, то вони би зійшлися не в точці  $S'$ , а в точці  $F$ , витворивши при цьому кут  $\psi$ . Назаний кут є очевидно величиною СТАЛОЮ, що певним чином характеризує оптичні властивості даної сочки. Вона має назву ЗБІРАЛЬНОЇ ЗДІБНОСТІ сочки. Кути  $\varphi$  та  $\varphi'$  є навпаки величинами змінними; їхні вартості залежать від положень точок  $S$  та  $S'$ .

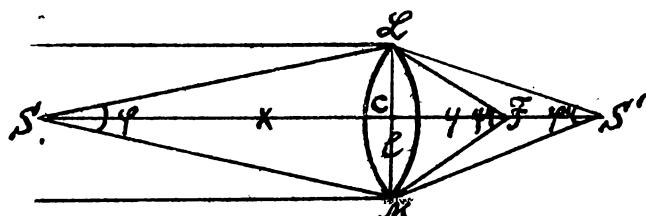


Рис. 125.

$S'$ . Ді величини мають очевидно бути звязані певною залежністю в величину  $\psi$ . Знайдемо цю залежність.

У наслідок незначності кутів  $\varphi$  та  $\varphi'$  /як про те ми раз на раз вже умовилися/ можемо написати:

$$\varphi = \frac{\ell}{x}; \quad \varphi' = \frac{\ell}{y}; \quad /121/$$

І так само далі:

$$\psi = \frac{\ell}{f}; \quad /122/$$

Отже на основі взорів /120/, /121/ та /122/ дістанемо:

$$\varphi + \varphi' = \psi; \quad /123/$$

Кут  $\varphi$  є МІРОЮ РОЗБІЖНОСТІ промінів, що висилає джерело світла  $S$  /предмет/, кут  $\varphi'$  є МІРОЮ ЗБІЖНОСТІ промінів, що витворюють образ  $S'$ .

Як що збіжність та розбіжність вважатимемо величинами протилежних знаків, то поклавши:  $\varphi' = -\varphi$ , дістанемо:

$$\varphi = \psi - \varphi; \quad /124/$$

Себ-то

РОЗБІЖНІСТЬ жмутку промінів, що творять образ

= РОЗБІЖНІСТЬ жмутку промінів джерела

СВІТЛА

- ЗБІРАЛЬНА ЗДІБНІСТЬ сочки.

Як видно зі звору /122/ у сочках ЗБИРАЛЬНИХ  $\gamma > 0$ , себ-то РОЗБІННІСТЬ ПРОМОІНІВ ПІСЛЯ ПРОХОДЖЕННЯ ЧЕРЕЗ СОЧКУ МАЛІє, у сочках РОЗСІВАЛЬНИХ  $\gamma < 0$  /фокус є точкою уявною/, а через те  $\gamma > 0$ , себ-то розбіжність промінів ЗРОСТАЄ. Згідно ухвалі Брюксельського Медичного Конгресу 1875 року, за одиницю розбіжності прийнято ДІОПТРІЮ. Визначається вона виразом

$$\mathcal{D} = \frac{\gamma}{c},$$

де  $\gamma$  є кут розбіжності, а  $c$  є промір сочки /або тієї частини її, яка освітлена даним жмутком проміння/.

При  $c=1$  вираз /125/ дає  $\mathcal{D}=\gamma$  себ-то ДІОПТРІЯ УЯВЛЯЄ СОБОЮ РОЗБІЖНІСТЬ ЖМУТКУ ПРОМОІНІВ, ДЖЕРЕЛО ЯКИХ МІСТИТЬСЯ НА ВІДДАЛЕННІ В ОДИН МЕТР.

Зі зворів /121/ маємо:

$$\mathcal{D} = \frac{\gamma}{c} = \frac{1}{x}; \quad \mathcal{D}_1 = \frac{\gamma_1}{c} = -\frac{\gamma}{c} = -\frac{1}{y}; \quad 1/125/$$

Як що тут величини  $x$  та  $y$  задамо в МЕТРАХ, то вартості розбіжностей дистанемо в ДІОПТРІЯХ.

Жмуток промінів, що йде від предмета, який знаходиться від ока на віддаленні в 10 метрів, матиме розбіжність 0,1 $\mathcal{D}$ ; жмуток який, пройшовши сочку, складеться на віддаленні від неї в 50 см., матиме розбіжність -2 $\mathcal{D}$ . Діоптрії можуть служити також і МІРОЮ ЗБИРАЛЬНОЇ ЗДІБНОСТИ сочки; наприклад сочка для якої фокусна віддалення  $f=10$  см., має збиральну здібність 10 $\mathcal{D}$ .

§ 66. Закінчили дослідження загальних властивостей сочок перейдемо до ПОБУДОВИ ОБРАЗІВ ПРЕДМЕТІВ у сочках збиральних та розсівальних. Почнемо з перших. Нехай ми маємо /рис. 126/ збиральну сочку  $L$  і предмет  $PQ$ , образ якого в сочці  $L$  ми шукаємо.

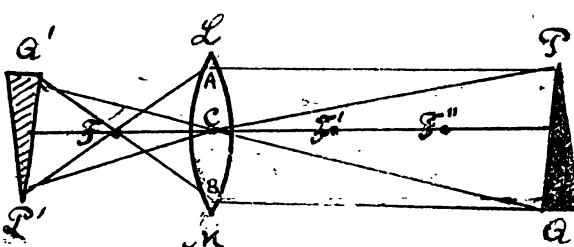


Рис. 126.

зустрічі промінів  $PQ$  та  $P'Q'$  дасть образ точки  $P'$ . Щоби визначити характер образу  $P'Q'$  предмету  $PQ$  звертаємося до аналітичного розгляду рівняння /120/, тут можуть мати місце ПЯТЬ різних випадків.

1. ПРЕДМЕТ ЗНАХОДИТЬСЯ ПО ЗА ПОДВІЙНИМ ФОКУСНИМ ВІДДАЛЕННЯМ,  $|x| > 2f$ , Тоді маємо  $\frac{1}{x} < \frac{1}{2f}$ ,

а через те звір /120/ дає:  $\frac{1}{y} > \frac{1}{2f}$ , або

$$y < 2f \quad 1/126/$$

Отже бачимо, що в цьому випадку /рис. 126/ образ предмету є ДІЙСНИМ, ОБЕРНЕНИМ, ЗМЕНШЕНИМ.

2. ВІДДАЛЕННЯ ПРЕДМЕТУ ВІД СОЧКИ ВИНОСИТЬ  $2f$ . ( $x=2f$ ).

Тоді вираз /120/ дає

$$y = 2f \quad 1/127/$$

себ-то ВІДДАЛЕННЯ ОБРАЗУ ПРЕДМЕТУ ВІД СОЧКИ ТАКОЖ ВИНОСИТЬ  $2f$ . Образ є так само ДІЙСНИМ, ОБЕРНЕНИМ, а по своїх розмірах - РІВНИМ САМОМУ ПРЕДМЕТУ.

3. ПРЕДМЕТ ЗНАХОДИТЬСЯ ПО-МИЖ ФОКУСОМ ТА ПОДВІЙНИМ ФОКУСОМ ( $x < 2f$ ).

Тоді зі звору /120/ маємо  $\frac{1}{x} > \frac{1}{2f}$ ,  $\frac{1}{y} < \frac{1}{2f}$ , звідки

$$y > 2f \quad 1/128/$$

себ-то ОБРАЗ ПРЕДМЕТУ МІСТИТЬСЯ ПО ЗА ПОДВІЙНИМ ФОКУСОМ. Образ цей є /рис. 127/ ДІЙСНИМ, ОБЕРНЕНИМ, ПОБІЛЬШЕНИМ.

4. ПРЕДМЕТ ЗНАХОДИТЬСЯ В ФОКУСІ СОЧКИ ( $x=f$ ).

Тоді маємо:  $\frac{1}{y}=0$ ,  $y=\infty$ , себ-то ОБРАЗ ПРЕДМЕТУ ЗНАХОДИТЬСЯ

НА БЕЗКОНЕЧНОСТИ.

5. ПРЕДМЕТ ЗНАХОДИТЬСЯ ПО МІЖ ФОКУСОМ ТА СОЧКОЮ ( $x < f$ ).

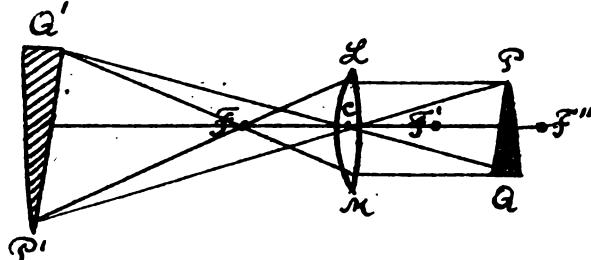


Рис. 127.

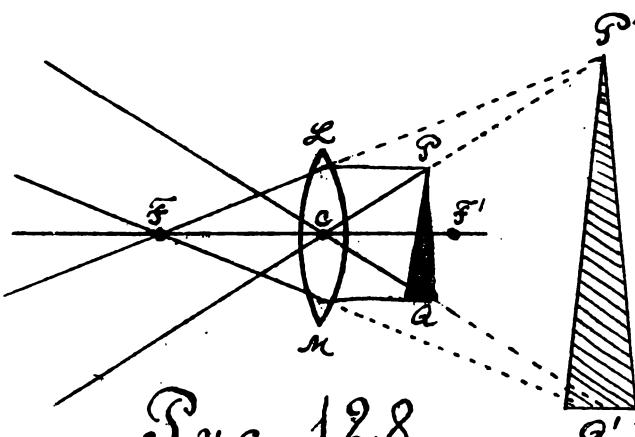


Рис. 128.

В цьому разі маємо:  $\frac{1}{x} > \frac{1}{f}$ ,  $\frac{1}{y} < 0$ , звідки  $y < 0$ ; /129/

себ-то ОБРАЗ ПРЕДМЕТУ ЛЕЖИТЬ ПО ТОЙ ЖЕ БІК СОЧКИ, що й самий предмет. ОБРАЗ ЦЕЙ є в даному разі /рис. 128/ УЯВНИМ, ПРОСТИМ, ПОВІЛШЕНИМ.

67. Перейдемо тепер до побудови образів у сочках РОЗСІВАЛЬНИХ, як зазначено було вище /6.64/, фокус такої сочки є точкою уявною, а через те величина  $y$  має для неї від'ємну вартість. Отже взір /120/ для сочок розсівальних має бути переписаний таким чином:

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = -\frac{1}{f}; \quad /130/$$

При  $x = \infty$  взір /130/ дає:

$$y = -f.$$

Як бачимо жмуток рівнобіжних промінів, що йде від безконечно далекого предмету виходить з розсівальної точки розбіжним жмутком, джерелом якого з'являється ніби то уявна точка  $F$ , що визначає собою ФОКУС СОЧКИ. /131/

Перший член виразу /130/ є величиною додатною по самій своїй природі; отже бачимо, що другий член  $\frac{1}{y}$  КОНЧЕ ПОВИНЕН МАТИ ВІД'ЄМНУ ВАРТІСТЬ. Таким чином приходимо до наступного важливого висновку: ПРИ ВСІКІМУ ПОЛОЖЕННІ ПРЕДМЕТУ ОБРАЗ ЙОГО В РОЗСІВАЛЬНІЙ СОЧЦІ є У Я В Н И М.

До того-ж висновку приводить аналіз взору /124/ бо величина  $y$  /розвіжність промінів, що висилає джерело світла/ завше є додатною, а збіральна здібність  $y$  для сочок розсівальних є величиною від'ємною; отже  $y$  матиме в такому разі вартість додатну, себ-то жмуток промінів, що витворюють образ, буде жмутком розбіжним.

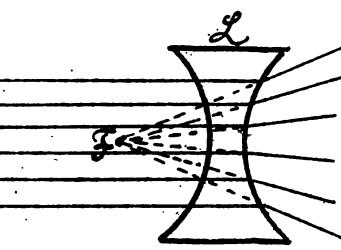


Рис. 129.

Образ, буде жмутком розбіжним.

Перейдемо тепер до розгляду поодиноких випадків.

1. ПРЕДМЕТ ЗНАХОДИТЬСЯ ПО ЗА ПОДВІЙНИМ ФОКУСОМ. ( $x > 2f$ ).

Тоді маємо  $\frac{1}{x} < \frac{1}{2f}$  і взір /130/ дає:  $\frac{1}{2f} + \frac{1}{y} > -\frac{1}{f}$ ,  $\frac{1}{y} > -\frac{3}{2}f$ ,  $y < -\frac{2}{3}f$ ; /132/

Таким чином бачимо, що образ міститься по між фокусом  $F$  [віддалення  $-f$ ] та точкою  $M$  /рис. 130/, віддалення якої від сочки викосить  $-2/3f$ ; загалом кажучи ОБРАЗ МІСТИТЬСЯ ПО МІЖ ФОКУСОМ ТА СОЧКОЮ; він є У Я В Н И М, ПРОСТИМ, ПОМЕНШЕНИМ.

2. ПРЕДМЕТ МІСТИТЬСЯ В ПОДВІЙНОМУ ФОКУСІ ( $x = 2f$ ).

Тоді взір /130/ дає:

$$y = -\frac{2}{3}f;$$

/133/

Образ міститься в точці  $M$  /рис. 130/.

3. ПРЕДМЕТ МІСТИТЬСЯ ПО МІЖ ФОКУСОМ ТА ПОДВІЙНИМ ФОКУСОМ. ( $x < 2f$ ). Тоді зі взору /130/ маємо:

$$x < 2f, \quad \frac{1}{x} > \frac{1}{2f}, \quad \frac{1}{y} < -\frac{3}{2}f,$$

$$y > -\frac{2}{3}f;$$

звідкиля

/134/

себ-то предмет міститься по між сочкою та точкою  $M$ .

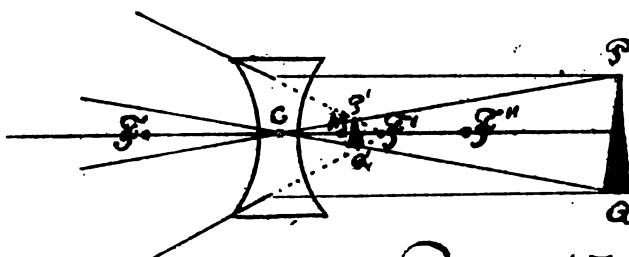


Рис. 130.

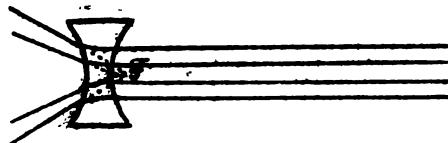


Рис. 131.

4. ПРЕДМЕТ ЗНАХОДИТЬСЯ В ФОКУСІ СОЧКИ. По умову ми можемо трактувати подвійно: або вважати, що предмет дійсно віддалений від розсівальної сочки на відстань рівний  $f$ ,  $x = f$ , і проміні від нього на сочку падають розбіжно, або що проміні йдуть жмутком збіжним, який сходиться ПО ЗА СОЧКОЮ, витворюючи таким чином уявний предмет.  $x = -f$ . В останньому випадку /рис. 131/, ми дістаємо жмуток рівнобічних промінів, що відповідає ОБРАЗУ, який знаходиться НА БЕЗКОНЕЧНОСТІ.

Це ми стверджимо аналітично, поклавши у варі /130/  $x = -f$ ; тоді матимемо  $\frac{1}{y} = 0$ ,  $y = \infty$ . Як що ми розглядаємо жмуток РОЗБІЖНИХ промінів, які висилає предмет  $PQ$ , віддалений від сочки на відстань  $f$  /рис. 132/, то дістамо ОБРАЗ, що знаходитьться НА КОНЕЧНОМУ ВІДДАЛЕННІ. Справді при  $x = f$  варі /130/ дає:  $\frac{1}{y} = -\frac{2}{f}$ ,  $y = -\frac{f}{2}$ , /135/ звідкиля

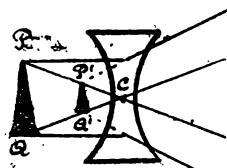


Рис. 132. звідкиля

себ-то образ знаходиться в точності посередині по між сочкою та предметом.

5. ПРЕДМЕТ ЗНАХОДИТЬСЯ ПО МІЖ ФОКУСОМ ТА СОЧКОЮ ( $x <$ ). Тоді варі /130/ дає:  $\frac{1}{x} > \frac{1}{f}$ ;  $\frac{1}{y} < -\frac{2}{f}$ ,  $y > -\frac{f}{2}$ , /136/

звідкиля

себ-то образ наближений до сочки більше, а ніж до фокуса. Розгляд усіх наведених випадків показав нам, що при будь якому положенні предмету згідно розсівальної сочки /крім випадку  $x = -f$ / образ його є УЯВНИЙ, ПРОСТОЙ, ПОМЕНШЕНИЙ. Само собою розуміється, що збиральна здібність розсівальних сочок творить собою величину ВІД'ЄМНУ.

§ 68. Викладаючи теорію сочок, ми обмежувалися до цього часу розглядом ходу промінів виключно ОСЕРЕДНІХ, що з оптичною віссю сочки зітво-рють незначні кути. На практиці ставити таких обмежень не доводиться. Бо по-перше занадто вузькі жмутки світла можуть дати образи предметів лише темні, невиразні, по-друге при таких умовах не можна дістати образів предметів зі значними розмірами. Через те в практичній праці доводиться користати зі жмутків промінів не занадто вузьких і мати таким чином діло з проміннями не лише осередніми, а також і краевими. При таких умовах наведені нами вище теоретичні твердження про те, що жмуток промінів після проходження їх через сочку сходиться В ОДНІЙ ТОЧЦІ й що образ світлямої точки теж з'являється точкою, - ці твердження мають вже стратити свою силу. І дійсно досвід показує, що в тому разі, коли розбіжність жмутку промінів, що висилає світляма точка  $S'$  /рис. 133/, є значною, образ останньої з точки ПРЕТВОРЮЄТЬСЯ У ВІДТИНОК ПРОСТОЇ ЛІНІЇ  $S''S'$ . Таке з'явлення є наслідком того, що проміні зі ЗНАЧНИМ ВІДДИЛЕННЯМ од оптичної осі / $s_1 s_2 s_3$ / замілюватимуться в сочці БІЛЬШЕ, а ніж проміні НЕЗНАЧНО ВІДДИЛЕНІ від осі / $s'_1 s'_2 s'_3$ /.

Отже як вислід такого стану речей, ми матимемо т.зв. СФЕРИЧНЕ ВІДОВЛЕННЯ образу /здовж оптичної осі/.

Як що ми знайдемо всі місця зустрічі різних промінів після проходження їх через сочку, то геометричне місце таких точок визначить собою

леву поверхню. Остання має назву ДІАКАУСТИЧНОЇ ПОВЕРХНІ.

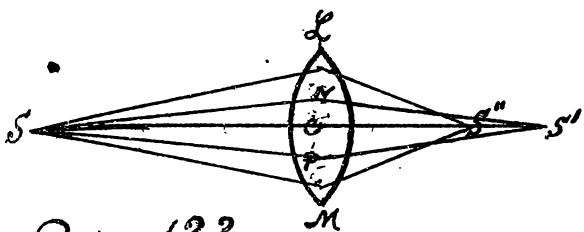


Рис. 133.

Окреслене з'явіще має назву СФЕРИЧНОЇ АБЕРАЦІЇ сочок. Більший чи менший вияв сферичної аберрації залежить при заданих умовах від форми сочки /кривизни її поверхні/, та її положення. Наприклад сферична аберрація сочки плоскоїгнутої є менша ніж сочка дзвигнутої. Обернувши таку сочку до предмету вигнутою стороною дістанемо сферичну аберрацію в 3-4 рази меншу, ніж тоді коли обернемо її до предмету стороною плоскою.

Оптична техніка вживає різних засобів, спрямованих до знищення сферичної аберрації. Найголовнішими з них є: 1/ заміна однієї сочки сильної СИСТЕМОЮ декількох слабших сочок; 2/ ПІДБІР ВІДПОВІДНОЇ ФОРМИ СОЧОК ТА МАТЕРІАЛУ ДО ІХНОГО ВИГОТОВАННЯ. Система сочок, яка в значній мірі знищує сферичну аберрацію, називається АПЛАНАТИЧНОЮ СИСТЕМОЮ.

Ф 69. Ми розглянули допіру ті занеправлення образів у сочках, які повстають маслідком значних відхилень промінів від оптичної осі. При цьому ми вважали, що джерело світла міститься на самій осі. Уявимо тепер, що ДЖЕРЕЛО СВІТЛА ЗНАХОДИТЬСЯ НА ЗНАЧНОМУ ВІДДАЛЕННІ ВІД ОСІ СОЧКИ й розглянемо те занеправлення образів, яке з'являється вислідом цього. Як що світляна точка  $S'$  значно віддалена від головної оптичної осі сочки, то навіть при незначній розбіжності її промінів, останні після проходження через сочку НЕ СХОДЯТЬСЯ В ОДНІЙ ТОЧЦІ. При цьому образ світляної точки  $S'$  з точки перетворюється в ЦІЛИЙ НЕВЕЛИЧКИЙ ДИСК; як у попередньому випадку /сферична аберрація/ образ точки растягувався здовж оптичної осі, так тепер він растягуватиметься в площині, ПРЯМОВІЙ де цієї осі. Окреслене з'явіще має назву АСТИГМАТИЗМУ сочок. Засобами, де усунення астигматизму є: 1/ ВІДПОВІДНИЙ ПІДБІР МАТЕРІАЛУ СОЧОК ТА ІХНОЇ ФОРМИ, 2/ ДІАФРАГМУВАННЯ СОЧОК /себ-то зуживання діафрагми - власмок з круговими щілинами, які дозволяють в тій або іншій мірі звужувати жмутки світла/. Система сочок, в якій астигматизм є значно усунений, називається СИСТЕМОЮ АНАСТИГМАТИЧНОЮ.

Ф 70. Ввір:

$$\Psi = (n-1) \left\{ \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right\}, \quad /137/$$

яким окреслюється збиральна здібність сочки, показує що для даної сочки  $R = \text{Const}$ ,  $R' = \text{Const}$  вартість величини  $\Psi$  залежить від соччинника ламання  $n$ . А цей останній, як було вже нами зазначено вище /Ф 58/, творить свою ФУНКЦІЮ ДОВЖНИ ХВІЛІ  $\lambda$ . Найбільшу вартість соччинник ламання має для хвиль КОРОТКИХ, НАЙМЕНШУ - для хвиль довгих. Отже поємін різних барв у процесі ламання називатимуть неоднаковими відхилем. НАЙБІЛЬШЕ ВІДХИЛЕННЯ ПРОМІНІ ФІОЛЕТОВІ, НАЙМЕНШЕ ЧЕРВОНІ. Таке з'явіще неоднакового відхилення світла різних барв ми назовемо Його ДІСПЕРСІЄЮ. У маслідок дисперсії промінь білого світла при проходженні його через будь-яке презоре тіло обмежене НЕРІВНОБІЖНИМИ стінками з'окрема через сочку, розкладається НА ЕЛЕМЕНТАРНІ ПРОМІНІ ВІДПОВІДНИХ БАРВ. Найбільше при цьому залимаються фіолетові проміні, які витворюють образ світляної точки

/рис. 134/ в точці  $S''$ , найменше проміні червоні, що витворюють такий же образ у точці  $S'$ . Таким чином образ точки  $S$  дає змісь здій білі точки КОМПЛЕКС ТОЧОК РІЖНИХ БАРВ. Такі ріжнебарвні образи покладаються один на другий, через що ВИСЛІДНИЙ ОБРАЗ є ПО-ПЕРШЕ НЕВИРАЗНИМ, а ПО-ДРУГЕ МАЕ БАРВИСТІ, РІЖНОКОЛЬОРОВІ БЕРЕГИ. Окреслене з'явіще дестас має назву ХРОМАТИЧНОЇ АБЕРАЦІЇ сочок. Довший

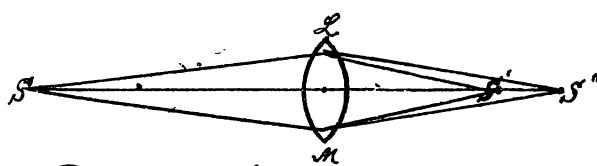
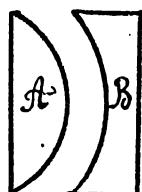


Рис. 134.

Ф Сочки екулярів у маслідок своєї тонкості та незначної кривизни не викликають сферичної аберрації, через що вони дають образи в дестатній мірі правильні.

час оптична техніка безуспішно боролася з хроматичною оберацією. І лише у 80-х роках минулого століття після величезних теоретичних досліджень та напруженої експериментальної праці почало виникати належні шляхи до розвязання названої проблеми. Перший успіх у цьому напрямку припав на долю Генської оптичної фірми Шотта; корисних наслідків отримав далі у своїх працях професор Аббе /Ernst Abbe/ головний керовник другої Генської фірми Цайса /Zeiss/. Основна ідея, до якої пришли названі дослідувачі полягала в тому, що КОМБІНАЦІЮ ДВОХ, АБО ДЕ-КІЛЬКОХ ОТОЧЕНЬ З РІЖНИМИ СОЧИННИКАМИ ЛАМАННЯ МОЖНА ОСЯГНУТИ ТОГО, що ПРОМІНІ З РІЖНИМИ ДОВИНАМИ ХВІЛЬ МАТИМУТЬ ОДНАКОВІ ВІДХИЛЕННЯ. Комбінація сочок, які задовільняють названим умовам, творить собою т.зв. АХРОМАТИЧНУ СИСТЕМУ. Сусідні точки в такій системі мають поверхні з однаковою /по абсолютної вартості/ кривизною, так що вигнутість однієї сочки відповідає угнутоності другої.



Фіс. 135.

Як що би пара сочок  $A$  та  $B$  /рис. I35/ була виготовлена зі скла однакового гатунку, система таких сочок не давала б жодного відхилення промінів. Як що ж одну з них виготовити з КРОНГЛАСУ /звичайне скло/, а друге з ФЛІНТГЛАСУ /скло, збагачене окисами олова/, сочинник ламання якого є більшим, ніж першого,- то така система сочок не діятиме все яко плитка з рівнобічними стінками й викликатиме відхилення промінів. А при цьому в значній мірі знишуватиме хроматичну оберацію.

§ 71. Назовемо ПОБІЛЬШЕННЯM сочки стосунок розмірів образу предмета до розмірів самого предмету. Таким чином вартість величини побільшення  $V$  визначиться /рис. I26/ виразом:

$$V = \frac{P'Q'}{PQ}; \quad /I38/$$

Умовимося величину  $V$  вважати додатною, коли образ предмету є простим і від'ємною, як що він є оберненим. З подібності трикутників  $CQ'P'$  та  $CQP$  дістанемо:  $P'A : P'Q' = y : x$ ;

Отже вираз /I38/ набуде такого вигляду:

$$V = -\frac{y}{x}; \quad /I39/$$

На основі взорів /I25/ це ми можемо подати в такому вигляді

$$V = \frac{\varphi}{q} = \frac{\varphi}{\varphi u}; \quad /I40/$$

Для сочок збиральних  $\varphi > 0$  а через те для предметів, віддалення яких од сочки виносить більше ніж  $f$  ( $x > f$ ), величина  $V$  буде меншою від  $1$  через те різниця  $\varphi - \varphi < 0$ . Отже в цьому разі на основі /I40/ маємо

себ-то ОБРАЗИ ПРЕДМЕТІВ що містяться ПО ЗА ФОКУСОМ є ОБРАЗАМИ ОБЕРНЕНИМИ.

Розглянемо поодинокі випадки:

I. Як що  $f < x < 2f$ , то  $y > x$  і тоді з виразу /I39/ маємо:

$$V = -\alpha, \text{ де } |\alpha| > 1; \quad /I42/$$

Отже ОБРАЗ ПРЕДМЕТУ, що міститься ПО МІЖ ФОКУСОМ ТА ПОДВІЙНИМ ФОКУСОМ є 1) ОБЕРНЕНИМ /знак мінус/, 2) ПОБІЛЬШЕНИМ / $|\alpha| > 1$ /.

2. Як що  $x > 2f$ , то  $y < x$  і тоді вираз /I39/ дає:

$$V = -\beta, \text{ де } |\beta| < 1; \quad /I43/$$

Отже ОБРАЗ ПРЕДМЕТУ, що міститься ПО ПОДВІЙНИМ ФОКУСОМ є 1) ОБЕРНЕНИМ 2) ПОМЕНШЕНИМ.

3. Як що  $x = 2f$ , то  $y = x$  і ми маємо

$$V = -1; \quad /I44/$$

себ-то ОБРАЗ ПРЕДМЕТУ, що міститься В ПОДВІЙНОМУ ФОКУСІ є: 1) ОБЕРНЕНИМ, 2) РІВНИМ ПО РОЗМІРАХ САМОМУ ПРЕДМЕТУ.

Розглянемо тепер той випадок коли предмет знаходиться по між фокусом та сочкою /образ в уявним/. Тоді  $\varphi > \varphi$  і різниця  $\varphi - \varphi > 0$

А через те від /I40/ дає:

$$V > 0; \quad /I45/$$

себ-то образ є ПРОСТИМ.

З другого боку маемо:  $\varphi - \varphi < \varphi$ , (бо  $\varphi > 0$ ),  
звір дає:  $\varphi > 1$ , а через те той же

себ-то образ є ПОВІЛШЕНИМ.

Для сочок розсівальних ми маемо:  $\varphi < 0$ ; а через те при всяких умовах ріжниця  $\varphi - \varphi$  є величиною додатною. Отже дістанемо:  $\varphi - \varphi > \varphi$   
 $\varphi < 1$ . З другого боку:  $\varphi > 0$ , через що  $\varphi > 0$ . Отже загалом маемо

себ-то ОБРАЗ ПРЕДМЕТУ В РОЗСІВАЛЬНІЙ СОЧІІ ПРИ БУДЬ-ЯКОМУ ЙОГО ПОЛОЖЕННІ Е, 1/ ПРОСТИМ /  $\varphi > 0$  /, 2/ ЗМЕНШЕНИМ /  $\varphi < 1$  /.

Таким чином дорогою аналітичного дослідження прийнятих нами взорів ми перевірили правдивість усіх попередніх наших геометричних побудов.

§ 72. Попереднім нашим викладом з'ясовано, що в процесі ламання світла вартість величини відхилення промінів ставиться з одного боку ОПТИЧНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ ДАНОГО ОТОЧЕННЯ, з другого - ПРИРОДОЮ САМИХ ПРОМІНІВ. Через те при проходженні світла через призму відхилення  $\varphi$  буде певною функцією з одного боку сочинника ламання  $n$  матеріалу призми, а з другого довжини хвилі світла  $\lambda$ . Для даної призми /  $n = \text{const}$  / відхилення залежить виключно від довжини хвилі, при чому як нами вже було сказано, найбільшим воно буде для промінів з коротшими хвильами, найменшим - для промінів з хвильами довшими. А через те пропустивши через призму  $\varphi$  / рис. I36 / вузький жмуток білого світла, що перед тим пройшов через маленьке кругле віконце  $O$  в ширмі  $SS'$ , ми на екрані, поставленому по-за призмою, дістанемо образ віконця  $O'$  у вигляді БАРВИСТОЇ СМУГИ. Нижня і частина буде ФІОЛЕТОВОЮ, верхня ЧЕРВОНОЮ. Від першої до другої йдимуть послідовно наступні барви: СИНЯ, БЛАНІТНА, ЗЕЛЕНА, МОВТА, ПОМАРАНЧЕВА; такий комплекс барв дає нам т.зв. СПЕКТР. Наведений основний досвід, який окреслює нам зміст з'явлення дисперсії світла, вперше був переведений НЬЮТОНОМ / року 1666/. На рис. I36, найнижче положення займає на екрані ФІОЛЕТОВА БАРВА. Як що замісьць того, щоби проектувати спектр на екран, ми розглядаємо його безпосередньо оком, то, як показує рис. I37 / тут... червоне проміння /, барви розкладуться в порядку відворотному й найнижче положення займе барва червона.

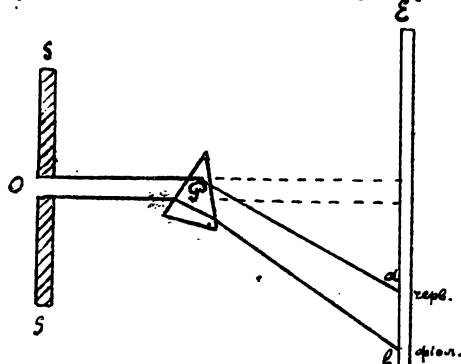


Рис. 136.

означає фіолетове проміння, ---

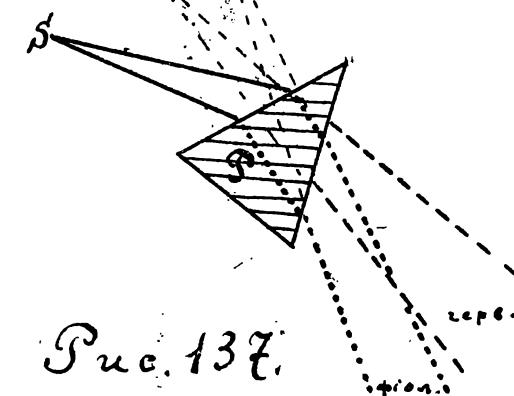


Рис. 137.

Таким чином бачимо, що МОНОХРОМАТИЧНЕ світло, яке дисперсії підпадати не в стані, дає ОДИН образ щілини, світло ПОЛІХРОМАТИЧНЕ дає ЦІЛУ НИЗКУ розміщених один біля другого образів. Як що щілина є значних розмірів, то тамі сусідні образи накладатимуться один на другий, через що ми діставатимемо "не чисті" спектри. Отже для того, щоби мати спектри ЧИСТИ належить щілину брати ПО ЗМОЗІ ВУМЧУ.

§ 73. Вище ми бачили, що вислідом СІНТЕЗУ спектрових барв повстає БІЛЕ світло. Це стосується також і барв ПІМЕНТОВИХ. Як що, наприклад, ми візьмемо картонний круг / рис. I39 / і, поділивши його на 7 кругових вирізків,

пофарбуюмо останні в основні спектрові барви, то, привівши такий круг у швидкий обертовий рух довколо його осередку, помітимо що він має БІЛУВАТУ барву. Ньютон, а після нього ГЕЛЬМГОЛЬЦ перевели дослідження ЗМІШУВАННЯ ПООДИНОКИХ ОСНОВНИХ БАРВ спектру.

Висліди праць Гельмгольца подають коротко наступна таблиця:

Рис. 139.

	ФІОЛЕТОВА	БЛАКАТИНА	ЗЕЛЕНА	ЖОВТА	ЧЕРВОНА
ЧЕРВОНА	Пурпурова	Рожева	Блідо-жовта	Помаранчева	Червона
ЖОВТА	Рожева	БІЛА	Жовтозелена	Жовта	
ЗЕЛЕНА	Ясноблакитна	Блакитно-зелена	Зелена		
БЛАКАТИНА	Синя	Блакитна			
ФІОЛЕТОВА	Фіолетова				

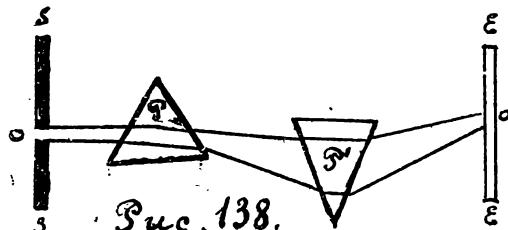


Рис. 138.

З цієї таблиці видно, що закони мішання СПЕКТРОВИХ барв є відмінні від законів мішання барв ПІГМЕНТОВИХ. В той час як сполучка двох пігментових барв: ЖОВТОЇ та БЛАКАТИНОЇ дає ЗЕЛЕНУ барву, також сполучка барв спектрових дає БІЛУ барву. Ця таблиця виявляє тісний зв'язок оригінальної властивості ЗЕЛЕНОЇ барви: жадної сполучки її з іншими простими барвами ПРОСТИХ БАРВ НЕ ДАє. окреме положення в таблиці займають барви ЧЕРВОНА та ФІОЛЕТОВА; ІХНІ КОМБІНАЦІЇ ВИтворюЮТЬ НОВІ БАРВИ, ЯКИХ СПЕКТРИ НЕ МАє.

Змішавши по між собою певну кількість спектрових барв ми дістанемо певну барву складну; змішавши по між собою РЕШТУ спектрових барв дістанемо другу складну барву; остання в сполучці з першою складною барвою дасть барву білу. Такі дві барви, сполучення яких дає білу барву, ми називатимемо ВЗАЄМО-ДОДАТКОВИМИ.

§ 74. Досвід показує, що всяке тіло, отримане до певної температури, починає СВІТИТИСЯ, себ-то висилає від себе світлове проміння. Більшість тіл досягає такого стану при температурі в  $500^{\circ}\text{C}$ . На початку названого процесу всі без винятку тіла висилають світло ЧЕРВОНОЇ барви; це легко бачити на прикладі тіл металевих, що при незначному розжаренні мають темно-червону барву. З піднесенням температури червона барва переходить у ПОМАРАНЧЕВУ, далі ЖОВТУ й нарешті в ЕЛАКИТНО-БІЛУ /відповідно до цього в науці та техніці вживается виразів: температура червоного гарту, температура білого гарту/. Як що би світло від такого розжареного тіла перепустити через призму й розглянути його спектр, то в'ясується, що аж доти, поки не досягнемо температури білого гарту й тіло висилає проміння червоної або жовтої.

В деяких випадках світло висилається тілами і при низькій температурі /фосфоресценція та флюоресценція тіл, що об'єднуються одним терміном ЛІЧІНІСДЕНІІ/.

тої барви, - спектр його є НЕПОВНИМ; у ньому бракує відповідної частини /фіолетової, синьої й т.д./. Тільки коли тіло розжарене до високого ступіння воно дає спектр ПОВНИЙ /від червоної барви аж до фіолетової/. Такий спектр називається спектром ВИСИЛАННЯ або спектром ЕМІСІИНИМ.

Витворюючи відповідної височини температури й переводчи дослідження над емісійними спектрами ріжноманітних тіл, ми пересвідчуємося в тому, що вони загалом не є однакові й що тут належить перевести розподіл на певні групи. Така класифікація виявляє той важливий факт, що ХАРАКТЕР СПЕКТРУ ПЕРЕГУВАЄ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД СТАНУ СКУПНОСТІ ТА ХЕМИЧНОЇ ПРИРОДИ ТІЛ.

Отже, як показує досвід, УСІ БЕЗ ВИНЯТКУ ТІЛА ТВЕРДІ ТА РІДКІ ДАЮТЬ СПЕКТР ТЯГЛИЙ /однакового вигляду для всіх тіл/; у такому спектрі є присутні ВСІ БАРВИ, при чому кожда з них більш-менш однаково виявлена й кожда послідовно переходить у барву сусідню. УСІ ТІЛА ГАЗОВІ, А ТАКОЖ ПАРА ТІЛ ТВЕРДИХ ТА РІДКИХ ДАЮТЬ СПЕКТР ЛІНІЙ ЧАСТИЙ<sup>\*</sup>. Такий спектр складається з певної кількості ПООДИНОКІХ ЛІНІЙ тих або інших барв /у залежності від того в якій частині спектру міститься лінія/. Наприклад пара металю натрію дає спектр, що складається ЛІШЕ З ДВОХ МОВТИХ ЛІНІЙ /вони лежать дуже близько одна до другої й при слабій дисперсії аливаються в одну лінію /2/. Пара металю калію дає також дві лінії - одну в ЧЕРВОНИЙ частині спектру, другу - в ФІОЛЕТОВИЙ. Де-які з газових тіл дають спектр СМУГА ОТТИЙ, що складається з певної кількості барвистих смуг. Такі смуги однаке, при значній дисперсії РОСКЛАДАЮТЬСЯ НА ОКРЕМІ ЛІНІЇ<sup>\*\*</sup>.

Не всі спектральні лінії мають одинаковий зовнішній вигляд: одні з них мають рівко-окреслені береги, другі - навпаки виявляють невиразні, розмиті контури /т.зв. "дифузні" лінії/.

Спектрі лінійчасті та смугасті належать до категорії спектрів ПЕРЕРИВЧАСТИХ, які протиставляться спектрам ТЯГЛИМ. Звичайне полум'я /свічки, лампи/ дає тяглий спектр, що пояснюється присутністю розжарених вугільних часточок; як що-ж однаке заслонити більшу частину полум'я ширмою й перепустити через призму світло лише від ЗОВНІШНЬОЇ, безбарвної його частини, то спектр тяглий буде заступлений спектром лінійчастим. В деяких випадках спектр може складатися з цілих ПАСІВ тих або інших барв / відділених темними місцями/ такі спектри ми називатимемо ПАСОВИМИ. Пасові переривчасті спектри дають газові тіла при незначних тисненнях.

Цілу наведену вище класифікацію спектрів коротко показує наступна таблиця.

#### КЛАСІФІКАЦІЯ СПЕКТРІВ.

Група	Тип	Які тіла дають спектр
А Спектри тяглі	Тяглий	Всі тверді, та рідкі тіла /при температурі належної висоти/.
Б Спектри переривчасті.	Лінійчастий	Пара твердих та рідких тіл, а також усі газові тіла при тисненнях близьких до нормального.
	Смугастий.	Теж - при тисненнях, близьких до нормального, або вищих од нього.
	Пасовий	Теж при тисненнях значно менших од нормального /і невисоких температурах/.

ПРИМІТКА. При дуже високих тисненнях смугасто-лінійчасті газові спектри наближаються до типу ТЯГЛИХ спектрів.

Газ, що при звичайних умовах дає спектр лінійчастий, ПІД ВИСOKIM ТИСNЕННЯM може однаке його змінити на якийсь інший, наприклад на спектр ТЯГЛИЙ. Це як раз стверджує наведене вище положення, що характер спектру залежить від внутрішніх властивостей тіла.

\*<sup>2</sup> / Наприклад зелена лінія ртутного спектру розкладається на шість окремих ліній.

Закінчуочи огляд різних типів спектрів маємо підкреолити той основної ваги факт, що КОЖДОМУ ХЕМИЧНОМУ ЕЛЕМЕНТУ ПРИСЛУГОВУЕ ПЕВНИЙ, СПЕЦІФІЧНО-ХАРАКТЕРНИЙ ДЛЯ НЬОГО СПЕКТР, лінії якого виступають на точно-означеному місці при всяких умовах /незалежно від того чи елемент взято окремо, чи він увіходить складником до якоїсь сполуки, а також від того якими-саме способами витворено спектр /газове полум'я, електрична іскра, Гейслерова трубка й т.инш./. При цьому вистарчає внесення в полум'я горілки найменшої кількості даного тіла, щоби витворився його характерний спектр. Досвіди БУНЗЕНА та КІРХГОФА показали, що вистарчає внести до полум'я газової горілки 600.000 мгр. літію й 19.000.000 мгр. натрію, щоби повстали спектри названих елементів. Завдяки такій чудости спектральної методі за її поміччу було відкрито цезій, рубідій /Бунзен, 1860/, талій, індій, галій, гелій /Рамзай, 1895/ й інші елементи.

§ 75. Року 1802 ВОЛАСТОН /Wollaston/, досліджуючи СОНЯШНИЙ СПЕКТР /перепустивши перед тим світло через дуже вузьку щілину/ зауважив, що він відріжняється від звичного всім твердим та рідким тілам тяглого спектру і містить у собі цілу низку поперечних ТЕМНИХ ЛІНІЙ /неоднакової товщини та виразності/. Незалежно від Воластона до викриття того-ж з'явіша прийшов року 1814 оптик ФРАУНГОФЕР /Joseph Fraunhofer, 1787-1826/. Він дослідив 8 можливих докладність назване з'явіше й нарахував у соняшному спектрі до 500 ліній<sup>2</sup>. З цього часу ці останні називаються ФРАУНГОФЕРОВИМИ ЛІНІЯМИ. Фраунгофер з'ясував, що кождій лінії відповідає точно означена вартість сочинника ламання і що наприклад для темної лінії  $\mathcal{D}$  соняшного спектру він є таким же, як для жовтої лінії натрієвого спектру. Отже бачимо, що присутність фраунгоферових ліній порушує ТЯГЛІСТЬ соняшного спектру. Розміщення фраунгоферових ліній не є рівномірним. Де-які з них лежать від-рубно від інших і виглядають лініями дуже тонкими, другі витворюють скучені групи, з яких кожда справляє враження однієї грубої лінії. Істнують нарешті лінії особливо виразно окреслені; їх Фраунгофер зазначив літерами  $A, B, C, D, E, F, G$  та  $H$ . Лінія  $D$  складається з двох ліній, що мають зазначення  $D_1$  та  $D_2$ . Причини повстання фраунгоферових ліній будуть нами з'ясовані пізніше. Тут зазначимо лише про те, що, як показує досвід, ПРИ УСУНЕННІ ЗІ СКЛАДУ БІЛОГО СВІТЛА ПРОМІНІВ З ПЕВНОЮ ДОВЖИНОЮ ХВИЛІ У ВІДПОВІДНОМУ МІСЦІ СПЕКТРУ ВИТВОРЕТЬСЯ ТЕМНА ЛІНІЯ. Таким чином істнування в спектрі тої або іншої темної лінії є доказом відсутності в джерелі світла промінів з такою довжиною хвилі, яка відповідає тому місцю спектру, що заняті темною лінією.

§ 76. Грунтовні, систематичні дослідження спектрів різних тіл у перші були переведені в р.р. 1859-1861 КІРХГОФОМ /Kirchhoff, 1824-87/ та БУНЗЕНОМ /Bunsen, 1811-1899/ професорами фізики та хемії Гейдельбергського університету. Класичні праці двох названих німецьких учених поклали початок цілій новій добі в розвитку науки про природу, вказавши останній новітні шляхи, що привели її до несподівано-бліскучихся осягнень. Ці осягнення, як довідаемося далі, не обмежилися виключно сферами фізики та хемії, а перекинулись також і до інших галузей знання - біології, медицини, астрономії т.инш.

Головною заслugoю Кірхгофа та Бунзена є викриття й дослідження т.зв. ОБЕРНЕНИХ СПЕКТРІВ. Як що по між джерелом світла та призмою умістити барвисте скло, або якусь забарвлену течу, то в де-яких відповідних місцях спектру світло зникає й на його місці витворюються темні смуги. Тє-ж саме з'явіще відбувається й тоді, коли ми по між джерелом світла та призмою умістимо якийсь газ або пару. Лише в цьому випадку темні смуги є заступлені такими ж ЛІНІЯМИ. Переведемо такий досвід: візьмемо безбарвне полу-м'я /газове чи спиртове/ і умістимо в нього дрібочок  $NaCl$ . Тоді натрій забарвить полум'я в жовту барву і ми дістанемо спектр цього металю з характерною для нього жовтою лінією  $D$ . Як що далі ми візьмемо світло електричної лукової лампи, витворене розжареними до білого гарту вугілями, то, перепустивши це світло через призму, дістанемо звичайній тяглій спектр. Як що-ж наречті по-між лампою та призмою умістимо натрієве полум'я, то В ТЯГДОМУ СПЕКТРІ /в жовтій його частині/ З'ЯВИТЬСЯ ТЕМНА ЛІНІЯ, ПОЛОЖЕННЯ ЯКОЇ В ТОЧНОСТИ ВІДПОВІДАТИМЕ ПОЛОЖЕННЮ ЛІНІЇ  $D$  НАТРІЮ. Такий спектр і

§ 77. Пізніше КІРХГОФ та АНГШТРОМ /Angström/ налічили їх по над 2000.

буде ОБЕРНЕНИМ натріевим спектром.

Перевівши числені досвіди над спектрами різних тіл Кирхгоф прийшов до встановлення трьох наступних основних законів, що носять його ім'я:  
1. ВСЯКЕ ТІЛО ЗДІБНЕ АБСОРБУВАТИ /ПОГЛІНЮВАТИ/ ЛІШЕ ТІ ПРОМІНІ, ЯКІ  
ВОНО ПРИ ТІЙ ЖЕ ТЕМПЕРАТУРІ ВИСИЛАє. /Наприклад натрієва пара здібна ви-  
силати проміння лише тієї довжини хвилі, що відповідає лінії  $\mathcal{D}$ ; отже  
ця пара є в стані й аборбувати ЛІШЕ згадане проміння/.

2. ГАЗ, ОГРІТИЙ ДО ТЕМПЕРАТУРИ, НИЖКОЇ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ДЖЕРЕЛА СВІТ-  
ЛА, ЗМЕНШУЄ ІНТЕНСИВНІСТЬ ТИХ ПРОМІНІВ, ЯКІ ВІН ПРИ ДАНІЙ ТЕМПЕРА-  
ТУРІ ВИСИЛАє САМ.

3. ГАЗ, ОГРІТИЙ, ДО ТЕМПЕРАТУРИ, НИЖКОЇ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ДЖЕРЕЛА  
СВІТЛА, ЗМЕНШУЄ ІНТЕНСИВНІСТЬ ТИХ ПРОМІНІВ, ЯКІ ВІН ПРИ ДАНІЙ ТЕМ-  
ПЕРАТУРІ ВИСИЛАє САМ.

Таким чином як що ми умістимо по між лампою та призмою натріеву па-  
ру, температура якої буде ВІЩОЮ від температури лампи,- в тяглому спект-  
рі останньої з особливістю виразністю означиться те місце, яке відповідає  
поміжню лінії  $\mathcal{D}$  натріевого спектру. Як що-ж температура натріової пари  
буде НИЖЧОЮ від температури лампи, в тому ж місці тяглого спектру повста-  
не темна франгоферова лінія.

Закони Кирхгофа пояснюють всі ті випадки, які можуть повстати при  
дослідженнях різних спектрів. Зокрема на підставі цих законів ми можемо  
дати пояснення факту присутності в сонячному спектрі числених фраунгофе-  
рових ліній.

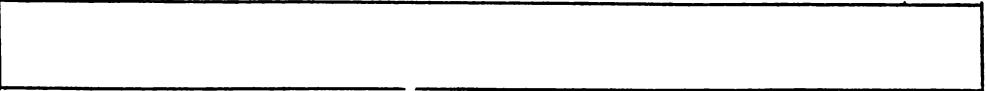
Головна маса Сонця /т.зв. ФОТОСФЕРА/ творить собою розжарене тіло,  
оточене з усіх боків меншію огорітими газовими масами, що складають т.зв.  
ОБЕРТАЛЬНУ ВЕРСТВУ. Зложене з промінів різних барв світло фотосфери, про-  
ходючи через менші огоріти обертальну верству, стачує проміні з тими дов-  
жинами хвиль, які висилає сама обертальна верства; наслідком цього пов-  
стає ОБЕРНУТИЙ СОНЯЧНИЙ СПЕКТР. Отже переводючи порівняння сонячного спек-  
тру зі спектрами усіх відомих нам хемічних елементів, ми можемо довідати-  
ся про те лініям яких-саме спектрів відповідають фраунгоферові лінії спек-  
тру сонячного; а тим самим можемо розвязати питання про ХЕМИЧНИЙ СКЛАД  
СОНЯЧНОЇ ФОТОСФЕРИ. Йдучи такою дорогою Кирхгоф, а за ним ціла низка ін-  
ших дослідувачів /Angström, Чоскує, Каузє, Конланд/ та інш./ установо-  
вили, що до складу сонячної фотосфери належать всі ті елементи, які ми  
маємо на Землі; деякі з них, як наприклад ГЕЛІЙ, були вперше викриті на  
Сонці /ЛОКЬЕР 1868/ й уже пізніше /РАМЗАЙ 1895/ знайдені на Землі. Всі  
згадані тіла у наслідок дуже високої температури Сонця /6000°/ перебува-  
ють в газовому стані при чому осередкові верстви сонячної маси як ми вже  
зазначили мають температуру вищчу, а зоколишні - температуру нижчу. Цим  
і пояснюється те, що спектр сонця густо вкритий фраунгоферовими лініями.  
Під час повних сонячних затмінь Місяць заслоняє собою цілу фотосферу й  
тоді видно одну лише сонячну атмосферу або ХРОМОСФЕРУ, яку в цих умовах  
дуже зручно досліджувати. Такі дослідження показали, що ХРОМОСФЕРА СКЛА-  
ДАЄТЬСЯ З ЛЕГКИХ ЕЛЕМЕНТІВ, - ПЕРЕВАЖНО З ВОДОЮ, ГЕЛІЮ ТА КАЛЬЦІЮ.

По за хромосферою існує ще невеличка малопомітна газова верства, що  
творить собою зоколишню оболонку Сонця, яку буває видно лише під час пов-  
них його затмінь. Є це т.зв. сонячна КОРОНА. Головним її складником з'яв-  
ляється газ, спектр якого дає характерну зелену лінію. На Землі такого  
газу до цього часу ще не викрито; через те його названо КОРОНІЕМ.

Дослідження спектрів НЕРУХОМИХ ЗІР показало, що всі вони по своїму  
вигляду в більшій чи меншій мірі наближаються до спектру сонячного. Так  
звані БІЛІ зорі, температура яких є вищою від сонячної, дають спектри з  
меншою кількістю фраунгоферових ліній, навпаки зорі ЧЕРВОНИ, близькі до  
остаточного спаснення, дають спектри збагачені такими лініями. Цілком од-  
мінними від названих спектрів є спектри КОМЕТ, що складаються з ясних ліній  
та смуг; останні свідчать про те, що головними складниками цих небес-  
них тіл є ВУГЛЕВОДАНИ /що перебувають в газовому стані/. Місяць та інші  
небесні тіла /планети/, які світять не власним, а ВІДБІТИМ сонячним світ-  
лом, дають звичайний сонячний спектр; останній буває лише в деяких ви-  
падках збагачений темними смугами, що повстають у вислід аборбції світ-  
ла атмосферою даного небесного тіла.

Само собою розвуміється, що дає аборбційні лінії й ЗЕМНА АТМОСФЕРА.  
Але ці лінії відомі і їх легко виділити з цілого комплексу фраунгофера-  
вих ліній.

ТИПИ СПЕКТРІВ.

1.  Тяглий.
2.  Лінійчастий.
3.  Смугастий.
4.  Пасовий.

§ 77. Той спектр, що його бачить людське око, має межі, яким відповідають проміні з довжинами хвиль у 760 та 400 мілімікрометрів. Року 1800 відомий англійський астроном ГЕРШЕЛЬ /Herschel, 1738-1822/, досліджуючи розподілення теплової енергії в сонячному спектрі, помітив, що найбільше підвищення температури має місце в ЧЕРВОНИЙ ЧАСТИНІ спектру. Пересувуючи термометр ЗА МЕХІ цієї частини Гершель сконстатував даліше, ще більше підвищення температури. А з цього він прийшов до висновку, що ПО ЗА ПРИСТУПНИМИ ЛЮДСЬКОМУ ЗОРУ СВІТЛЯНИМИ ПРОМІНЯМИ ІСТНУЮТЬ ТАКОЖ ТАКІ ПРОМІНІ, ЯКІ НА СКОНЕЧНІСТІ ДІЮТЬ І ЗАМІСТЬ ОПТИЧНОГО ЕФЕКТУ СПРАВЛЯЮТЬ ЕФЕКТ ТЕПЛОВИЙ. Такі проміні з довжинами хвиль, БІЛЬШИМИ ВІД 760 м $\mu$ , мають назву промінів ІНФРА-ЧЕРВОНИХ /або ПОЗАЧЕРВОНИХ/. Докладні дослідження інфра-червоних промінів показали, що вони охоплюють собою значно більший інтервал, а ніж той що витворюється звичайним спектром. В інфра-червоній частині спектру існують також фраунгоферові лінії. Повстають вони внаслідок поглинення теплових промінів почасті горішніми верствами сонячної фотосфери, а почасті /ї то переважно/ земною атмосферою, що в наслідок постійної присутності в ній ВОДЯНОЇ ПАРИ, абсорбує інфра-червоні проміння зі значною силою. Присутність фраунгоферових ліній виявляється тим, що у відповідних місцях не помічається змін температури. Світляні проміні, як про це ми вже згадували, тіла починають висилати при температурі в 500-550°; при температурах, нижчих однозначно, вони висилають лише теплові, інфра-червоні проміні, які на наше око не діють.

До дослідження інфра-червоних промінів уживається різних чулих термічних пристроях: термоелементів, газових термометрів, болометрів.

Той факт, що інфра-червоні проміні дуже легко поглинюються водяною парою та чотириокисом вуглеця /CO<sub>2</sub>/ ма практиці в значній мірі утруднює їхнє дослідження. Однаке РУБЕНСУ /RUBENSU/ пощастило викрити в світлі ауеровської горілки /без шкла/ проміні з довжиною хвилі в 61 м $\mu$ . Як показує наступна таблиця для промінів названої категорії досить прозорими тілами з'являються парафін, кварц та сірковуглець /CS<sub>2</sub>/.

$$\lambda = 61 \mu.$$

Назва тіл	Відсоток перепущених промінів	Назва тіл	Відсоток пе-перущ. промінів
Кварц	77 %	Сильвіят	0 %
Парафін	52 %	Сірковуглець	97 %
Кам.Сіль	0 %	Вода	0 %

$\lambda = 70 \mu$ . Рубенсом було встановлено далі щотнування промінів з довжиною хвилі

§ 78. Подібно до інфра-червоної частини спектра існує ще й друга його частина, неприступна нашому озору. Року 1801 ВУЛЬСТЕН та РІТТЕР показали що по за крайньою фіолетовою частині спектру, знаходиться проміні, які, хоч і не діють на людське око, однакож викликають певні хемичні ефекти /роскладають бромід срібла на бром та срібло, викликаючи в наслідок того потемнення паперу, вкритого верховою названої сполуки/. Такі хемичні діяння виявляє вже фіолетова частина спектру; однакож вони значно зростають при переступленні меж спектру. Причиною цього є існування в соняшному спектрі ХЕМИЧНО-АКТИВНИХ ПРОМІНІВ З НЕЗНАЧНИМИ, МЕНШИМИ ВІД 400  $\mu$ м, ДОВЖИНАМИ ХВИЛЬ, які мають назву промінів УЛЬТРА-ФІОЛЕТОВИХ /або ПОЗАФІОЛЕТОВИХ/.

Перечислимо коротко властивості ультра-фіолетових промінів: 1/ ХЕМИЧНЕ ДІЯННЯ - росклад хемичних сполук на їхні складники та витворення сполук в елементів. Поодинокими виявами цього є: а/ ІНТЕНСИВНИЙ ВІЛІВ НА ФОТОГРАФІЧНІ ПЛІТКИ, б/ РОСКЛАД СОНЯШНИМ ПРОМІННЯМ В ОРГАНІЗМАХ РОСЛИН  $\text{CO}_2$  Й ВИТВОРЕННЯ В ЇХНІХ КЛІТИНАХ ХЛОРОФІЛУ, в/ сполучення під впливом соняшного світла, хлору та водню, г/ перетворення фосфору з білол відміни в червону, д/ вицвітання фарб на сонці. 2/ ФІЗІОЛОГІЧНИЙ ЕФЕКТ - вплив на клітинну тканину, що часом веде до її ушкодження /попечення людського тіла на сонці/, а часом і до повної руйнації /загибель під впливом соняшного світла мікроорганізмів/. 3/ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИЙ ЕФЕКТ: ультра-фіолетове проміння, падаючи на електрично-нейтральні тіла, спричиняється до витворення в них додатної електричності /через висилання атомів від'ємної електричності - електронів/.

Дослідження ультра-фіолетового проміння з великим успіхом переводили за поміччу фотографії. Приємні та сочки в цьому випадку найкраще виготовлювати з гірного кришталю, ісландського шпату або кварцу.

Наприкінці минулого століття ШУМАН за поміччу оссблівого кварцевого спектрографа з розрідженим до високого ступіння воздухом дослідив фотографічною методоко ультра-фіолетові проміні, довжина хвиль яких виносила близько 100  $\mu$ м.

З переднього викладу ми бачимо, що ультра-фіолетова частина спектру майже рівна по величині частині видимій; що ж до частини інфра-червоної, то вона має виключно великі розміри і в 190 разів більше видимої частини. Це показано графічно на рис. 140.



Рис. 140.

- Видима частина спектру /від  $\lambda = 400 \mu$  до  $\lambda = 760 \mu$ /
- Інфра-червона частина /від " = 760 " до " = 70000 "
- Ультра-фіолетова част. /від " = 400 " до " = 100 "

§ 79. Попередній виклад у достатній вже мірі дає основне, загальне окреслення тих великих можливостей, які повстають перед наукою через дослідження спектрів різних тіл. Назване дослідження, сперте на наведені вже нами основні закономірності, що керують розподіленням світла в спектрах, дозволяє створити укінчену методу розпізнавання хемичного складу ріжноманітних тіл як земних так і небесних. Така ОПТИЧНА МЕТОДА ДОСЛІДЖЕННЯ ХЕМИЧНОГО СКЛАДУ ТІЛ МАЄ НАЗВУ С П Е К Т Р А Л Ъ Н О Г О А Н А Л I З U. Останній творить собою один з могутніших засобів сучасного точного знання. Техничним знаряддям до переведення спектрального аналізу слугує СПЕКТРОСКОП. Головними частинами його є /риса 141/: 1/ стопник  $\mathcal{A}$  в уміщеною на ньому ПРИЗМОЮ  $P$ , 2/ КОЛІМАТОР  $\mathcal{K}$ , що уявляє собою трубу з сочкою  $S_1$  та щілиною  $O$  яка за поміччу шруби  $n$  може бути збільшена або зменшена, 3/ ЗІРНА ТРУБА  $T$  з сочками  $S_2$  та  $S_3$ , 4/ ПОМІЧНИЙ КОЛІМАТОР  $\mathcal{K}'$ , що уявляє собою трубу з сочкою  $S_4$  та СКАЛЕРОМ  $Z$ ; ця скала зроблена на непрозорому піклі, при чому самі поділки її є прозорими.

В де яких випадках призма в спектроскопі може бути замінена ДІФ-

ФРАКЦІЙНОЮ СІТКОЮ /про неї докладніше мова буде далі/, яка для спектрів більші по розмірах і виразніші по вигляду. Вперше до витворення спектрів дифракційна сітка була пристосована ФРАНГОФЕРОМ. Роспреділення барв у спектрах дифракційних є більш правильним, а ніж у призматичних.

В недавні часи МАЙКЕЛЬСОН /Michelson/ запропонував новий тип дифракційного спектроскопу - т.зв. СТУПІНЧАСТИЙ спектроскоп, що при мінімумі страти на силі світла дає максимум дисперсії. Звичайна дифракційна сітка замінена в цьому спектроскопі низкою покладених уступами одна на другу тонесеньких шкляніх плиток /т.вв. "ешелоном".

Основна схема праці зі спектроскопом є наступна: світло від того джерела, спектр якого підпадає дослідженню /світло від Сонця чи якогось небесного тіла, або, при лабораторній праці, світло від газової лампи, в полумя якого введено дане тіло/

перепускається через щілину  $\sigma$  /остання відограє при таких умовах роль самостійного джерела світла/; проішовши коліматор та прizму і ввійшовши до труби  $T$  світло дає тут у точці  $\sigma'$  образ щілини  $\sigma$ ; тільки звичайно цей образ буде не один, а складатиметься з цілої численої низки поодиноких образів, що відповідатимуть хвилям ріжної довжини. Тягда сукупність таких образів дасть нам СПЕКТРОВУ СМУГУ  $\Phi$ . Такий спектр розвігляється через лупу  $\mathcal{L}$ , яка дозволяє бачити його в побільшенному вигляді. Побічний коліматор  $K'$  встановлюється таким чином, щоби проміні, які йдуть від лампи  $\mathcal{L}$  й дають образ скалі  $\mathcal{Z}$ , відбившися від стінки прizми, потрапили до труби  $T$ . Тоді око спостерігача бачитиме образ скалі  $\mathcal{Z}$  поруч зі спектром і матиме таким чином можливість фіксувати положення поодиноких місць /ліній, смуг/ останнього /рис. 141/.

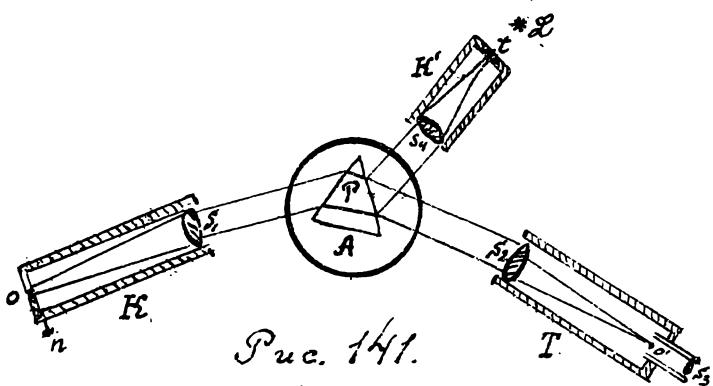


Рис. 141.

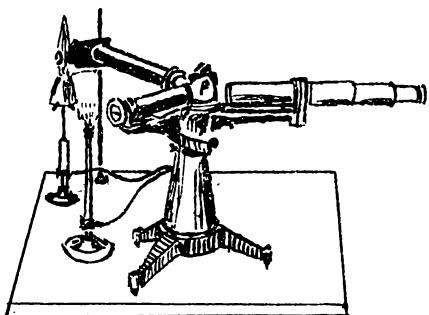


Рис. 142.

промінів з довжиною хвилі  $\lambda = 400 \mu\text{m}$  до промінів з довжиною хвилі  $\lambda = 800 \mu\text{m}$ . Скаля ця має всього 170 поділків, при чому 50-ий поділок припадає як раз на лінію  $D$  натрієвого спектру. Отже при такому виборі скалі, усякому промінню з певною, означеню довжиною хвилі відповідатиме й певний поділок скалі.

Нижче ми містимо таблицю, яка подає вартості поділків скалі Бунзена та Кирхгофа для деяких спектральних ліній.

Но за звичайним полумям вживается ще інших засобів до витворення спектрів; назовемо іх: 1) Електричний розладунок в ГЕІОЛЕРОВИХ ТРУБКАХ, виповнених відповідними газами; 2) ІСКРОВИЙ РОЗЛАДУНОК по між двома електродами, виготовленими з даного металю; 3) ЛУКОВИЙ РОЗЛАДУНОК по між такими же електродами.

Щоби усталити справу визначення положень ріжних місць спектру, Киргоф та Бунзен запропонували особливу скалю, що з того часу й має назву СКАЛІ БУНЗЕНА та КИРХГОФА. Вона обіймає собою приступний людському зору спектр від

\* / Зменшення щілини коліматора викликає звичайно й зменшення яскності спектра, але збільшує при цьому його виразність й чистоту.

Назва елементу	Барва лінії	Довжина хвилі в мілімікronах.	Поділки скалі Бунзена та Кирхгофа.
$K^{(\alpha)}$	Червона	770	17,5
" $(\beta)$	Фіолетова	404	153
$Na^{(\alpha)}$	Жовта	589	50
$Li$	Червона	671	32
$Ba$	Жовтозелена	554	60,8
$Sr$	Синя	461	105
$Ca$	Помаранчева	616	41,7
"	Фіолетова	423	135

§ 80. Кожний спектроскоп має свою власну довільну скалю. Щоби з такої скалі можна було користати для будь якої наукової праці її необхідно ПРОСТУПІНОВАТИ. Ця робота має бути переведена наступним чином: установивши скалю так щоби 50-ий /або 100-ий/ її поділок припадав на лінію натрію, беремо один за другим спекtri відомих нам елементів /або спектр соняшний/ і фіксуємо ті поділки скалі, на які припадають різні спектральні лінії /довжини хвиль яких відомі нам з таблиці/. Взявши дві координатні осі  $X$  та  $Y$  /рис. 143/ й нанесши на одній з них / $X$ / поділки / $\lambda$ / скалі

спектроскопу, а на другій / $Y$ / довжини хвиль  $\lambda$  /від  $400 \mu\text{m}$  до  $800 \mu\text{m}$ /, ми для кожної спектральної лінії дістанемо відповідну точку площини  $XY$ . Сполучивши по між собою такі точки, ми дістанемо тяглу криву, яка має назву КРИВОЇ ДИСПЕРСІЇ даного спектроскопу. Користуючи з кривої дисперсії, ми можемо для всякої нової спектральної лінії /довжина хвилі  $\lambda$  якої невідома/, обчислити по вартості величини  $n$  /поділок скалі/ вартість величини  $\lambda$  /довжину хвилі/. Для поміру довжини хвиль в спектроскопі крім мілімікронів / $1 \mu\text{m} = 10^{-7} \text{cm}$ / вживається ще т.зв. "ангстремових одиниць". /Зазначення:  $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$ .

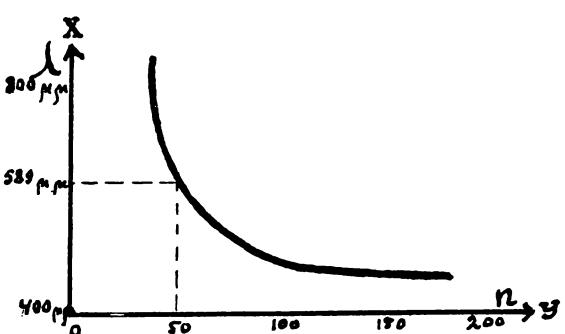


Рис. 143.

§ 81. Зі виходу  $\delta = \varphi(n-1)$  видно, що для всякого проміння вартість його відхилення  $\delta$  залежить від сочинника ламання  $n$  того матеріалу, з якого виготована призма. Таким чином при одинакових ломових кутах призми з різних матеріалів даватимуть РІЗНІ ДИСПЕРСІЇ. Це наочно показує рис. 144, на якому для порівняння показано зглядне розміщення ліній  $C, F, S, H$  та  $\lambda$  соняшного спектру, витвореного такими оточеннями: 1/ вода, 2/ кронглас, 3/ філінглас та 4/ сірковуглець / $C_6H_6$ /.

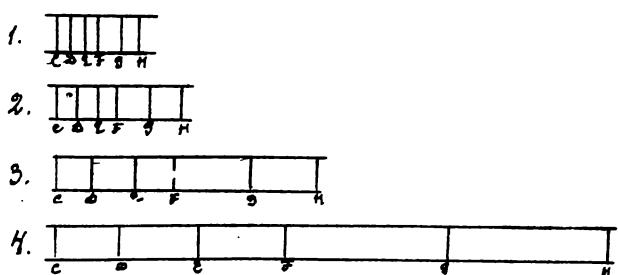


Рис. 144.

для кожного оточення служить характеристикою його дисперсійних властивостей. Величину  $\delta$ , визначену

$$\delta = n_n - n_c \quad /148/$$

взором /148/ ми назовемо ДИСПЕРСІЙНОЮ ЗДІЄНІСТЮ даного оточення.  
Нижче подаємо таблицю варостей величини  $\delta$  для деяких тіл.

НАЗВА ТІЛ	$\delta$	НАЗВА ТІЛ	$\delta$
Вода	0,012	Кварц	звичайний 0,016 надзвичайний 0,017
Алкоголь	0,013	Кронглас /легкий/ 0,018	
Етер	0,014	Флінтглас /тяжкий/ 0,068	
		Сірковуглець /с <sub>2</sub> 0,082	

Кождий спектроскоп має певну, властиву йому ДИСПЕРСІЙНУ СИЛУ, себто в певній мірі є здібним виразно розділяти в спектрі два сусідні жмутки, що один од другого по довжині хвилі ріжуться на незначну частину останньої. Дисперсійна сила спектроскопу в першу чергу залежить звичайно від дисперсійної відносності матеріалу призми, але також і від РОЗМІРІВ призми /чи дифракційної сітки/. Зі збільшенням останніх зростає також і дисперсійна сила спектроскопу.

§ 82. Крім описаного вище типу лабораторного спектроскопу існують деякі інші типи. Серед них однією з найпростіших є спектроскоп ПРОСТОГО ВОРУ /„a vision directe”, що може бути названим спектроскопом кешеньковим/. Складається він з труби, що містить у собі 5 призм /рис. 145/: три з кронгласу і дві з флінтгласу. Через те що два ці гатунки скла мають сочінники ламання неоднакові й дисперсія лініту є більшою від дисперсії крохмалю ( $\delta_c > \delta_e$ ), кожда пара призм не діє яко плітка з рівнобіжними стінками й розщіплює біле проміння на його складники. Таким чином, уникнути в даному випадку того

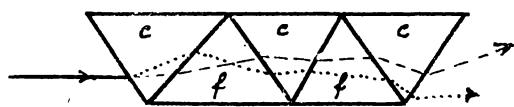


Рис. 145.

значного відхилення промінів, яке дає звичайний спектроскоп, ми все ж таки дістаємо спектр. Зрешті вживання спектроскопів простого вору окреслюється сама собою.

§ 83. Вище нами було зазначено, що кождий хемічний елемент має певний, властивий йому спектр. Однаке, як показали дослідження ПЛОКЕРА /Reichenberg/ та ГІТТОРФА, той або інший елемент не завше має ЛІШЕ ОДИН - СДІНИЙ СПЕКТР; іноді таких спектрів може існувати де-кілька, при чому вони не мають спільніх ліній і по цілому своєму вигляду в'являються зовсім ріжними. У деяких тіл такі ріжноманітні спектри щастить відокремити один од другого, в інших тіл вони не надаються до такого відокремлення. Якої - небудь сталої закономірності в цьому не спостерігається; більша частина елементів має один спектр лінійчастий та один - смугастий; а наприклад аргон має два різні лінійчасті спектри, що надаються до відокремлення; водень має теж два такі спектри, але іх відокремити вже один од другого не щастить. Кисень має два лінійчасті спектри й що найменше три смугасті.

Зміна умов досвіду, наприклад, зміна температури джерела світла, сили електричного току й т. інш. спричиняється часом до перетворення спектру одного типу в спектр другого типу. Такі переходи завше відбуваються раптово.

Всі хемічні сполуки, що мають вигляд твердих або рідких тіл, аж поки вони не підпали розкладу на елементи, дають характерний емісійний спектр, що загалом, як нам відомо, є спектром тяглив, лише в деяких рідких випадках буває смугастим і ніколи не може бути лінійчастим. Як що та-кий спектр є смугастим, то не має будь яких власобів до того, щоби відрізити його від смугастих спектрів, принадлежних елементам. Деякі сполуки при тих температурах, які дає звичайне полумя, конче підпадають ДИСПЕРСІЙНИМ, себто їхні молекули розпадаються на складові атоми чи групи атомів. При таких умовах ми завше спостерігаємо ЛІШЕ ПОСДІНОКІ СПЕКТРИ СКЛАДОВИХ ЕЛЕМЕНТІВ /через те, наприклад, вносячи в полумя газової горілки нас, ми дістаємо спектр натрію/.

Це стосується майже виключно таких елементів, як натрій, калій, рубідій та цезій, соли яких дуже легко підпадають диссоціації і розкладаються вже при температурі звичайного газового полуміння. Що до сполук інших металів, то в названих умовах вони здебільшого диссоціації не підпадають. Через те, перейшовши в паровий стан, вони ще мають складні молекули, в наслідок чого іхні спектри не набувають того простого вигляду, яким характеризуються лінійчасті спектри всіх сполук названих вище елементів. При таких умовах, рівним чином як і в тих випадках, коли диссоціація молекул пари носить лише частковий характер, ми завше дістаємо СМУГАСТИ спектри. Наприклад при частковій диссоціації галоїдних солей барія, що постає при довгому огріванні останніх в полумені бунзенової горілки, ми маємо смугастий спектр в одною-єдиною смугу барія. Цей факт показує, що осередками світляних дрогань є явлюються не поодинокі атоми, а цілі комплекси іх - атомні, а може й молекулярні групи.

Як ми вже вказували вище, зміна спектру й переход його від одного типу до другого в наслідок зміни температури, електричного напруження й т. інш., відбувається раптовно. Це авично в показчиком відповідних змін /також раптових/ у будові молекул. При цьому названа зміна спектру може іноді дотикатися лише поодиноких ліній чи іхніх сукупчень.

Вигляд спектру залежить також від СПОСОБУ ЙОГО ВИТВОРЕННЯ; так наприклад спектр металу, витворений електричною іскрою, є відмінним від спектру, витвореного за поміччу вольтового луку.

Натрій у полумі бунзенової горілки дає одну /подвійну/ лінію ( $\lambda$ ), в спектрі, витвореному електричною іскрою, до цього додається ще СІМ ліній. Зміна сила електричного току впливає на інтенсивність деяких ліній. У випадку газових тіл вигляд спектру в значній мірі ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ГУСТОТИ ГАЗУ, тиснення під яким він перебуває та його температури, при збільшенні густоти, коли віддалення по-між молекулами газу маліє й по своїх фізичних властивостях він починає наближуватися до тіл рідких та твердих, спостерігається розширення деяких спектральних ліній, іноді - симетрійне, іноді - однобічне; інші лінії жадних змін при цьому не виявляють. При послідовному збільшенні густоти лінії можуть перейти в смуги, і нарешті дати ЦІЛИЙ ТЯГЛІЙ спектр. Зрост тиснення аналогічно викликає розширення ліній. Наприклад при тисненні в де-кілька атмосфер спектр кисеня в лінійчастого переходить у смугастий. Що до впливу температури, то, як загальне правило, з підвищенням її спектри смугасті переходят у спектри лінійчасті. Крім того, як показали дослідження ГУМРЕЯ /Німрігера/ та МОДЕРА /Монеге/, зі зростом тиснення помічається ПЕРЕСУНЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЙ, при чому довжина хвилі для різних ліній зростає ріжно.

§ 94. Як показали дослідження останніх часів, нерівномірний розклад ліній в різних спектрах не є безладним і підпадає певним закономірностям. Така закономірність вперше була встановлена швейцарським ученим ГАЛЬМЕРОМ /Вальмер/ для ліній водневого спектру. Чисто - експериментальною дорогою Гальмер знайшов, що для пяти ліній водню  $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta}$  та  $H_{\epsilon}$ , які містяться в приступній людському оку частині спектра, має місце наступна залежність:

$$\lambda = K \frac{m^2}{m^2 - 2^2} \quad /149/$$

де  $\lambda$  є довжина хвилі /ангстромових одиницях/,  $K$  - сталій коефіцієнт, що має вартість  $K = 3646,13$ , а  $m$  - одно з цілих чисел натурального ряду /для даних ліній  $m = 3, 4, 5, 6, 7$ /.

Довжини хвиль, обчислені на основі наведеного взору БАЛЬМЕРА, дають в ТОЧНОСТИ ті вартості, що знайдено було безпосередніми помірами. Послідовні дослідження показали, що прикладення взору Бальмера не обмежується лише п'ятьма згаданими вище лініями; було встановлено, що ціла група ліній, які знаходяться в ультра-фіолетовій частині водневого спектру також задовільняє взору /149/ при вартостях  $m$  від 8 до 31. Увесь комплекс ліній водневого спектру, що дає взір /149/ при вартостях  $m = 3, \dots, 31$ , творить собою певну сукупність, яке має назву СЕРІЇ БАЛЬМЕРА.

Як що на основі взору  $v = n\lambda$ , взяти вираз для частоти дрогань  $n$ , то, принявши на увагу, що скорість поширення світла  $v = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}} = 3 \cdot 10^{18} \frac{\text{с.о.}}{\text{сек}}$  і прикладавши взір БАЛЬМЕРА, дістанемо:

$$n = \frac{3,10^{18}}{3646,13} \left(1 - \frac{2^2}{m^2}\right) = \frac{3,10^{18} \cdot 4}{3646,13} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right) = 3,291 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$
/150/

Надаючи тут величині  $m$  змову вартості  $n_e = 3...31$ , дістанемо частоти дрогань для 29 ліній серії Бальмера.

В інфра-червоній частині водневого спектру було також знайдено дві лінії, яких однаке долучити до попередній серії не пощастило. Більше дослідження показало, що вони задовільняють [при вартостях  $m=4$  та  $m=5$ ] взору

$$n = 3,291 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right);$$
/151/

який повстae ві ззору /149/ через заміну двочлена  $\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}$  / двочленом  $\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}$

Таким чином ми приходимо до того висновку, що В СПЕКТРІ ВОДНЯ ІСТНУЄ ДВІ СЕРІЇ СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЙ. В обидва вирази /150/ та /151/ увіходить сталий множник

$$R = 3,291 \cdot 10^{15}$$
/152/

що, згідно дослідженням РИДБЕРГА /Ridberg/ фігурує також в аналогічних взорах для всіх інших спектрів. Ця важлива константа дісталася назву СТАЛОЇ РИДБЕРГА. Отже бачимо, що ззори /150/ та /151/ можуть бути для водневого спектру об'єднані одним таким ззором

$$n = R \left\{ \frac{1}{n_e} - \frac{1}{m^2} \right\};$$
/153/

де  $m = 3,4, \dots, 31$ , а  $n_e = 2$  /для звичайних ліній/ та  $= 3$  /для інфра-червоних ліній/. Лінії, які повстають ві ззору /153/ при певній вартості величини  $n_e$ , називаються ЛІНІЯМИ СЕРІАЛЬНИМИ.

Існування ОЕРІЙ було викрито також і в інших спектрах, лише в цих випадках вимірюється, що ними визначаються серії, є більш складними, а ніж закономірність БАЛЬМЕРА. При цьому було встановлено, що всі лінії, які належать до однієї серії, мають одинаковий вигляд.

Ф. 85. Єже самий той факт, що з одного боку кождий хемічний елемент має окремий, властивий йому спектр і що з другого боку на вигляд такого спектру можуть впливати внутримолекулярні та внутріатомні процеси, викликані тими або іншими причинами - приводять нас до того незвичайно-важливого висновку, що ВІГЛЯД СПЕКТРУ ВСЯКОГО ТІЛА ПЕРЕБУВАЄ В БЕЗПОСЕРЕДНІЙ ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ВНУТРІШНЬОГО ПРИРОДИ І ЩО ВІРАЗНО-ОКРЕСЛЕННА ЗАКОНОМІРНІСТЬ ЯКА ВІЯВЛЯЄТЬСЯ В РОСПРЕДІЛЕННІ СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЙ є НАОЧНИМ ДОКАЗОМ ІСТНУВАННЯ ТАКОЇ ЖЕ ЗАКОНОМІРНОСТІ В ПРОЦЕСАХ, що ВІДБУВАЮТЬСЯ ВНУТРИ АТОМІВ, А ЧЕРЕЗ ТЕ І В САМІЙ СТУКТУРІ ОСТАННІХ. Таким чином сучасні спектральні дослідження сягають значно далі, ніж то означалося первісною сферою праці в цій галузі, працею звязаною виключно з аналізом певних хеміческих сполук та викриттям невідомих до того часу елементів. Ми бачимо, що в наші дні спектральний аналіз виходить на нову широку дорогу, стає могутнім помічним засобом у справі розвязання тієї основної проблеми, до розрішення якої спрямовані останніми часами спільні зусилля фізики та хеміків - проблеми БУДОВИ МАТЕРІІ. Єже короткий попередній виклад з'ясував нам, що подібно до того, як у з'явичах акустичних ми маємо діло з істнуванням певних груп звуків, коли до основного тону долучаються обертони, звязані з ним певною простою залежністю, - подібно до цього і в з'явичах світляніх ми зустрічаемося з фактом істнування певних залежностей по між частотами дрогань хвиль, що їх висилає атом того або іншого тіла.

Але проводочи таку аналогію, ми маємо звернути також увагу і на ті ріжниці, які окреслюються перед нами. Закономірності в з'явичах акустичних є зовсім прості; кожде тіло, що витворює складний звук, дає основний тон, а після того комплекс - повний чи неповний - обертонів, частота дрогань яких є простим кратним частоти основного тону. Таким чином частота обертону творить найпростішу лінійну функцію частоти основного тону.

Значно складнішою є залежність по між частотами поодиноких дрогань у з'явичах світляніх; єже найпростіша з таких закономірностей - закон Бальмера, як показує вір /152/, містить у собі величину  $m$  у ДРУГОМУ СТЕПЕНІ; як що замісць водневого спектру ми братимемо спектри інших тіл,

то діставатимемо закономірності ЩЕ СКЛАДНІШІ. Отже коли на основі не складної залежності по між частотами обертонів та частотою основного то му нам без особливих труднощів застить уявити собі механізм звукових дрогань, то є вже справою не до порівняння тяжко росібрувати внутрішній зміст взору Бальмера та подібних до нього закономірностей й прийти такою дорогою до докладного з'ясування механізму світляних дрогань. Однак сучасна наука стала вже до розвязання цієї нелегкої проблеми і на сьогодні ми маємо в напрямку її розв'язення одну досить вдалу спробу. Вона є звязана з іменем данського вченого НІЛЬСА БОРА /1913/, який, спираючись на дослідження серіальних спектрів, збудував свою славнозвісну ТЕОРІЮ АТОМУ, що дає пояснення, як описанним вище спектральним з'явленням так і низці інших внутріятомних процесів.

Діткнувшись питання про ролю спектроскопії в розвязанні основної проблеми будови атомів ми не можемо не згадати про один цікавий момент, що звязується зі ВПЛИВОМ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ВИГЛЯД ГАЗОВИХ СПЕКТРІВ ТА СПЕКТРІВ МЕТАЛЕВОЇ ПАРИ. Викрити такий вплив намагався ще /р. 1863/, ФАРАДЕЙ /Faraday/, умішуючи забарвлене різними солями газове полумя по між бігунами інтенсивного електромагніта. Фарадею не довелося осiąгнути сподіваних вислідів, до яких однаке пізніше /року 1896/ прийшов ЗЕЕМАН /Zeeman/. Викриле ним т.зв. З'явлення ЗЕЕМАНА полягає в тому, що деякі спектральні лінії /наприклад лінії  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$  натрієвого спектру/ під впливом магнітного поля РОСКЛАДАЮТЬСЯ КОЖДА НА ДВІ ЛІНІЇ, при чому коли світло йде відповідної лінії магнітного поля, первісна спектральна лінія виникає, замісць неї повстає пара нових ліній і такі лінії виявляють КОЛОВУ ПОЛЯРИЗАЦІЮ /взаємно-протилежні напрямностей/; коли ж світло йде в напрямку ПРЯМОВОМУ до лінії магнітного поля, нова пара спектральних ліній долучається до лінії первісної; таким чином витворюється трійка, в якій кожда лінія виявляє вже на цей раз ПРОСТОЛІНІИНУ ПОЛЯРИЗАЦІЮ, при чому середній промінь є споляризований в площині, рівнобіжній магнітному полю, а бічні проміні - в площині, до нього прямовій.

З'явлення Зеемана з яскравою наочністю ствердило факт існування безпосередньої залежності по між процесами світляними та електромагнітними, виявивши з повною бесумнівністю електричну природу тих елементарних агентів /іонів, електронів/ вислідом періодичних рухів яких в'являються світляні процеси. З'явлення Зеемана у великій мірі прислужилося до закріплення та поширення ідей т.зв. ЕЛЕКТРОНОЇ ТЕОРІЇ, що має вважатися найбільш удалою спробою розв'язення проблеми будови матерії.

§ 86. В своїому місці /§ 26/ ми ознайомилися з ЗАСАДОЮ ДОПЛЕРА, а пізніше /§ 36/ мали нагоду прикладти її до звукових з'явлень. Цілком аналогічно названа засада може бути пристосована і до з'явлень світляних. Отже, як показує теорія й стверджує досвід, ПРИ ПЕРЕСУНЕННІ ДЖЕРЕЛА СВІТЛА В НАПРЯМКУ ДО ОКА СПОСТЕРІГАЧА ДОВЖИНА СВІТЛЯНИХ ХВІЛЬ МАЄТЬСЯ, А ПРИ ПЕРЕСУНЕННІ ЙОГО ВІД ОКА СПОСТЕРІГАЧА ВСНА НАВПАКИ ЗРОСТАЄ. Як вислід цього ми маємо відповідну ЗМІНУ ЕДРВИ ВСІХ СВІТЛЯНИХ промінів, які висилає дане джерело. Отже т.зв. ДОПЛЕРІВ ЕФЕКТ У СВІТЛЯНИХ з'явленнях знаходить собі вияв у тому, що ПРИ НАБЛІДЕННІ ДЖЕРЕЛА СВІТЛА ВСІ ЛІНІЇ ЙОГО СПЕКТРА ПЕРЕСУВАЮТЬСЯ В БІК ЙОГО ФІОЛЕТОВОЇ ЧАСТИНИ, А ПРИ ВІДДАЛЕННІ ДЖЕРЕЛА СВІТЛА - В БІК ЧЕРВОНОЇ ЧАСТИНИ.

Прикладення засади Допплера до світляних з'явлень знайшло величезне практичне пристосування в АСТРОНОМІЇ, де воно прислужилося до розвязання ПРОБЛЕМИ ЗНАХОДЖЕННЯ НАПРЯМКІВ ТА СКОРОСТЕЙ РУХУ РІЗНИХ НЕБЕСНИХ ТІЛ, які до того часу названа наука не в стані була поставити на дорогу належного розв'язення. Порівнюючи положення ліній певних елементів у спектрі якогось небесного тіла з положеннями таких же ліній в спектрах, витворених на Землі, можна, користаючи з тих чулих помірових метод якими володіє сучасна наукова техніка, в'ясувати напрямок руху небесного тіла та з великим докладністю обчислити скороість цього руху. Технично це переводиться таким чином, що обидва спектри - небесний та земний - містяться поруч і фотографуються, після чого самий помір переміщення спектральних ліній переводиться на самих уже фотографіях. Оскільки чулом в така метода можна бачити з того, що вартисть скороостей небесних тіл обчислюється іноді з точністю до 1 кілометра на сек.

Не можна не відмітити тих успішних вислідів, які дала названа метода в сфері дослідження т.зв. ПОДВІЙНИХ ЗІР; останні творять собою пла-

нетні системи, що довершують оборотовий рух довколо спільніх осередків мас. Деякі з таких зоряніх пар, у наслідок значності віддалення від Землі, виглядають як одно світило й не можуть бути відділені на два об'єкти навіть найсильнішими сучасними телескопами.

Спектральні дослідження не лише привели в усіх цих випадках до рішучого ствердження факту існування двох, а не одного, світил, а також і дали докладні відомості про НАПРЯМОК РУХУ, ЙОГО СКОРОСТЬ та ПЕРІОД ОБІГУ, кожного з членів пари. Наведені приклади є між іншим яскравим малюнком до того твердження, що для наукової думки меж не існує і що те, про що не було відваги мріяти ще вчора, сьогодня стає вже реальним фактом.

§ 87. Підведемо короткий підсумок викладеному вище і означено по одиночками точками ріжноматні пристосування спектроскопичної методи, з яких користають сучасні наука та техника.

### 1. ДОСЛІДЖЕННЯ ХЕМИЧНИХ СПОЛУК.

ВСТАНОВЛЕННЯ ФАКТУ ПРИСУТНОСТИ ЧИ НЕПРИСУТНОСТИ В ПЕВНІЙ СПОЛУЦІ ДАНОГО ЕЛЕМЕНТУ. /Якістний аналіз/.

### 2. ВИКРИТТЯ НОВИХ ХЕМИЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ.

### 3. АНАЛІЗ ФІЗИЧНОЇ ПРИРОДИ ТА ХЕМИЧНОГО СКЛАДУ НЕБЕСНИХ СВІТИЛ.

4. ВИЗНАЧЕННЯ НАПРЯМКІВ ТА СКОРОСТЕЙ РУХУ НЕБЕСНИХ ТІЛ, АБО В ДЕЯКИХ ВИПАДКАХ ІХНІХ СКЛАДОВИХ ЧАСТИН /наприклад пасів соняшньої фотосфери/.

5. ВИКРИТТЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАКОНІВ РУХУ ПОДВІЙНИХ ЗІР І ЗАГАЛОМ СКЛАДНИХ НЕБЕСНИХ СИСТЕМ.

6. ЯСОВАННЯ МЕХАНИЗМУ ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНИХ ТА ВНУТРИАТОМНИХ ПРОЦЕСІВ І РОЗВЯЗАННЯ ЗА ЙОГО ПОМІЧЧУ ПРОБЛЕМИ СТРУКТУРИ МАТЕРІІ.

Про пристосування спектроскопичної методи до галузів біології та медицини окремо тут не згадуємо, бо вони означають собою лише поодинокі випадки спектро-хемічного дослідження.

§ 88. Хоча всі без винятку тверді та рідкі тіла дають тяглі спектри одного типу, однаке в кожному окремому випадку ми дістаємо спектр З ПЕВНИМ СПІВВІДНОШЕННЯМ у ньому РІЖНИХ БАРВ. Один спектр виявляється більше здрагаченим на одні барви, другий на другі. Для даного джерела світла зовнішній вигляд спектру змінюється зі зміною температури. З ПІДВИЩЕННЯМ ТЕМПЕРАТУРИ НАПРУЖЕННЯ ВСІХ ВИПРОМІНЮВАНЬ /як видимих, так і невидимих/ зростає, але не в однаковому ступіні; НАЙБІЛЬШИЙ ЗРІСТ ІНТЕНСИВНОСТИ ПРИПАДАЄ

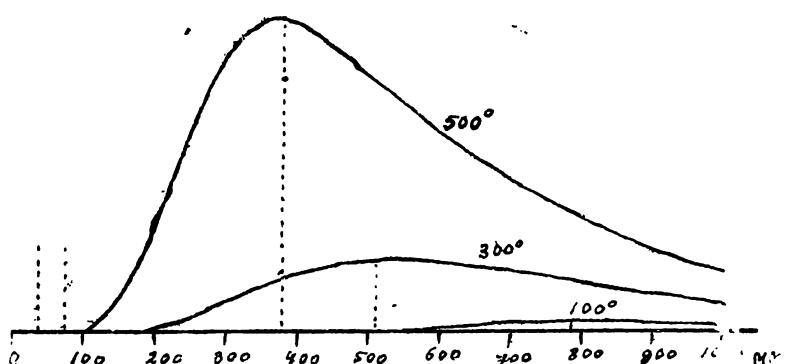


Рис. 146.

НА ПРОМІННЯ З НЕЗНАЧНИМИ ДОВЖИНАМИ ХВІЛЬ. З цієї причини місце найбільшого скупчення в спектрі променістої енергії в міру зросту температури посуваеться від його чорвоної частини до частини фioletової. При чому ДОВЖИНА ХВІЛІ ТАКОГО МАКСІМУМА ВИПРОМІНЮВАННЯ є ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА до АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ і для т.зв. АБСОЛЮТНО-ЧОРНОГО ТІЛА визначається виразом

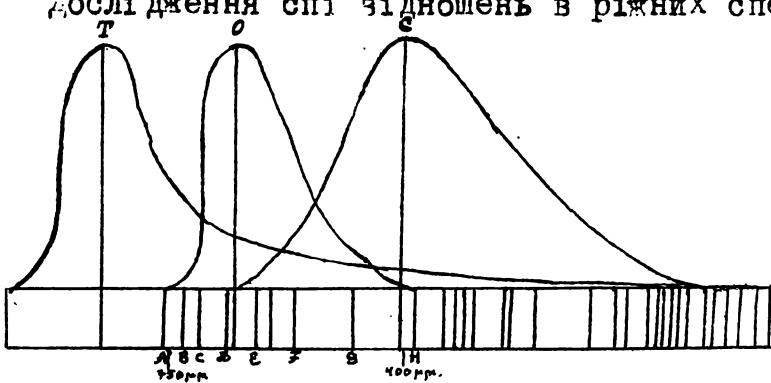
$$\lambda_m = \frac{2940}{T} \text{ мікронів;}$$

/т.зв. ЗАКОН ВІНА /Wien/.

Наведене показує рис. 146, тут ми маємо три криві, ординати яких визначають відхилення стрілки АКТИНОМЕТРА /пристрою, що служить до поміру напруження випромінювання/.

Абсолютно-чорним називається таке тіло, яке поглилює все без винятку проміння, що

Одна крива відповідає температурі  $100^{\circ}$ , друга -  $300^{\circ}$ , третя -  $500^{\circ}$ .

Сонячне випромінювання складається з промінів трьох категорій: 1/ ОПТИЧНИХ, 2/ ТЕПЛОВИХ і 3/ ХЕМИЧНИХ. Кожда з таких категорій має в сонячному спектрі свій максімум. Картину розподілення в названому спектрі теплової, оптичної та хемичної енергії подають криві  та рисунку 147.

Закон Віна дає між іншими можливість обчислити температуру Сонця; для цього необхідно знати якій довжні хвилі відповідає максімум випромінювання в сонячному спектрі. Такий максімум міститься в жовтій частині спектру й відповідає довжні хвилі  $\lambda = 520 \text{ мкм}$ , що дає нам  $T = 4742^{\circ}$ , або  $T = 4469^{\circ}\text{C}$ . Однаке у вислід того, що Сонце не є тілом абсолютно чорним, остання цифру належить вважати більшою /по новітнім дослідженням  $T = 5320^{\circ}\text{C}$ .

Дослідження співвідношень в різних спектрах теплових, оптичних та хемичних промінів приводить нас до висновку, що всі тіла, більш-менш

близькі по своїй природі до абсолютно-чорного тіла /вугіль, металі і т. інш./, є НЕЕКОНОМНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ СВІТЛА. Найвигіднішими джерелами слід уважати такі, які розжарюються лише при інтенсивному сгріванні й дозволяютьсясясяти високих температур /що наприклад має місце в новітніх жарових електричних

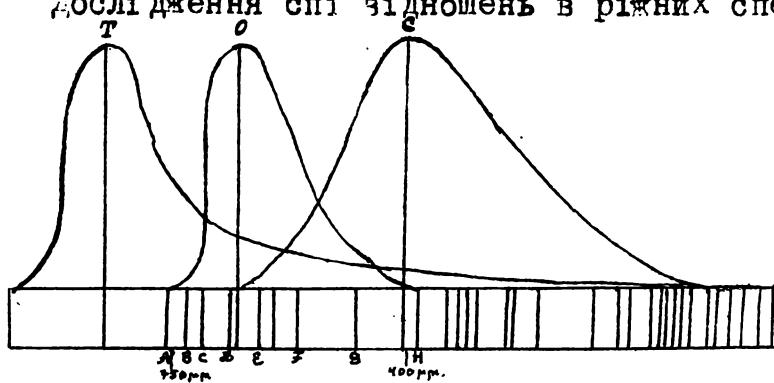


Рис. 147.

лампах/.

§ 89. Хемичне діяння світляного проміння, зокрема проміння сонячного, знаходить найбільше практичне пристосування в ФОТОГРАФІЇ. Проблему витворення за поміччу хемичних діянь сонячного світла образів намагалася розв'язати ціла низка різних дослідників кінця XVIII та першого десятиліття XIX стол. Але до успішних вислідів вперше пощастило прийти французам Никифору НІЕНСУ /1816/ та ДАГЕРУ /1837/. Розроблена останнім метода фотографування, відома під назвою "ДАГЕРОТИПІЇ", полягала в тому, що мідна посріблена плитка, добре вишліфована й почищена, містилася в пару брому та іоду. У наслідок акції такої пари на плитці витворювалася тонка верста, золотисто-жовтої барви, що була вже світлочайною. Операція виготовлення плиток переводилася в темному помешканні, при червоному освітленні, яке мало впливило на світлочайну версту плиток.

Після сфотографування об'єкта з відповідною експозицією /біля 1/2 хвил./ плитка піддавалася, знову в темності, відновленні хемичній обробці, у вислід якої повставав тъмарий, мало-виразний образ, витворений на плитці малесенькими краплинами ртути.

Року 1839 ДАГЕРОМ та НІЕНСОМ /сином Никифора НІЕНСА/, що після смерті батька затримав спілку останнього з ДАГЕРОМ, за допомогою відомого вченого, секретаря Французької Академії Наук АРАГО, було підписано в французьким урядом контракта, по якому вінажідники подавали до загально-го відома свою методу, а за це діставали від держави дожиттєву пенсію /Даг'єр - 6000 фр. річно й Ніенс - 4000 фр./, 15 червня контракт було затверджено, а в серпні того-ж 1839 р. методу Даг'єра було оголошено. З того часу фотографія стає здобутком цілого культурного людства.

Даг'єротипія уявляла однаке собою методу, далеку від необхідної досконалості. Через це спроби знайти більше вдале розв'язання тієї ж проблеми слідували одна за другою і все в недовгому часі /1841/ кращу фотографічну методу оголосив англієць ТАЛЬБОТ. При цьому він замінив посріблену мідяну плитку папером, обробленим росчином хлоріду або іодіду срібла, які під діянням світла починають підпадати процесу роскладу. Спускаючи назва-

ний папір до росчинів таких препаратів /пирогалова кислота, гидрохіон і т. інн./, які поглиблюють процес хемічного розкладу срібної солі, що розпочався перед тим під впливом світляного проміння. Тальбот діставав на папері образ. При чому в тих місцях, де світло подіяло найінтенсівніш, процес хемічного розкладу був виявлений з найбільшою силою; в таких місцях найбільше виділялося з солі чистого металу-срібла, який випадав із неї у вигляді чорного порошку. Через те найбільш освітленим місцям об'єкта відповідали найбільш темні місця образа. Останній був таким чином оберненим або, як кажуть, НЕГАТИВНИМ. Щоби дістати правдивий, ПОЗИТИВНИЙ образ, доводилося підкладати під негативний образ чотири світлоочуйні папір, і піддати його діянню світла, після того хемично обробити так само як і в попередньому випадку. Відомо, що з одного негативного образу може бути виготована необмежена кількість образів позитивних. З цього боку спосіб Тальбота має величезні переваги перед dag'erotipією, що давала лише один-единий позитивний образ. Метода Тальбота в основі своїй затрималася до наших днів, підлавши лише на протязі уплинувших з його часів восьми десятків років численним грунтовним удосконаленням. Першим і найважливішим з них була заміна паперу шкляними плитками вкритими світлоочуйною желатиновою емульсією; в сучасній фотографії, така плитка вкрита бромо-срібляною емульсією, і творить уже собою т.зв. НЕГАТИВ. Для ПОЗИТИВІВ нині вживається папір з емульсією особливого складу, відмінного від складу емульсії негативної. В ролі ПРОЯВНИКІВ, себ-то препаратів, що викликають з'явлення образів на фотографічних плитках, вживається нині цілу низку різних хемічних сполук; найголовнішими з них є: гидрохіон ( $C_6H_4(OH)_2$ ), метол, амідол, родина, гліцин. Для припинення в необхідний момент процесу проявлення притка опускається в росчин гіпосульфіта ( $K_2S_2O_3$ ), після чого вона страчує все свою світлоочуйність, може перебувати на світлі. Так само зневчується гіпосульфітом і позитив, оброблений перед тим для надання йому належного, гарного вигляду т.зв. ВИРАЖЕМ себ-то росчином хлоріду золота або платини.

Процес фотографування можна переводити не лише при натуральному сонячному світлі, а також і при світлі штучному. Особливо надається до цього магнієве світло, багате на хемічне проміння. За останнє десятиліття увійшли до вживання й знайшли велике поширення спеціальні електричні лампи, які в повним успіхом заступають сонячне світло й дозволяють діставати художні знімки незалежно від умов натурального освітлення.

Пристосовання фотографії, при сучасному незвичайно-високому ступені її розвитку, просто-таки несчислимі. Наука і техніка широко використовують її в усіх своїх галузях; і висліди такого пристосування фотографії до наукової та технічної праці є виключно-важливі. При досконалій конструкції сучасних фотографічних пристрій, оброблених такими ж доскональ-виробленими об'єктивами, фотографічна плитка, що сама по собі є значно більше чуйною, ніж очко, скоплює ті деталі й передає ті мінанси, які при будь-яких умовах не можуть отати приступними людському органу зору. Фізика, хемія, біологія, медицина, астрономія, металургія і піла низка інших галузей людського знання знаходить в фотографії могутній помічний засіб до своїх досліджень.

Одночасово з удосконаленням звичайної фотографії висидля науки та техніки наших днів направлені й до розвязання проблеми ФОТОГРАФІЇ В БАРВАХ. У цьому напрямку ми маємо вже поважні успіхи /спроби братів ЛОМЬЕР, починаючи від р. 1907/ але про цілком задовільняюче розвіщення названої проблеми казати ще передчасно.

§ 90. Ми вже згадували про те, що іноді певні тіла можуть висилати світло й без нагрівання їх до високих температур. Ціла група таких з'явивш об'єднується одним іменем ЛЮМІНІСЦІЇ, що поділюється на ФЛУОРЕСЦЕНЦІЮ та ФОСФОРЕСЦЕНЦІЮ. Ріжниця по-між флуоресценцією та фосфоресценцією є та, що в першому випадку тіло висилає світло ЛІШЕ ДОТИ, ПОКИ ІОТНЕ САМА ПРИЧИНА, ЩО ВИКЛИКАЄ З'ЯВЛЕННЯ; в другому випадку висилання світла ТРИВАЄ /більший чи менший час/ Й ПІСЛЯ УСУНЕННЯ НАЗВАНОЇ ПРИЧИНИ. Прикладом флуоресційного тіла може служити ГАС; як що що течу тъмаро-жовтої барви, взглядати на сонці у відбитому світлі, то вона відається ФІОЛЕТОВО-БЛЯКАННЯМ. Так само хинновий росчин діє СИНЬОВАТУ барву, хлорофіл-ЧЕРВОНУВАТУ. Ясно-зелене проворе скло, обарвлене солями урану /з якого нерідко

виготовлюють посуд / у відбитому світлі виглядає блідо-зеленим і непрозворим.

Досвід показує, що З'ЯВИЩЕ ФЛУОРЕСЦЕНЦІЇ викликається проміннями з незначними довжинами хвиль; назване з'явище є БЕЗПОСЕРДНЬО ЗВЯЗАНЕ З ПОГЛИНЕННЯМ ВІДПОВІДНИХ ПРОМІНІВ і, як що ці проміні / перейшли одного разу через течу й справили в ній флуоресценцію, то, вступивши до течі другого разу, вони вже ії НЕ ВИКЛИКАЮТЬ.

Світло, до складу якого не належить проміння з короткими довжинами хвиль, не може викликати з'явище флуоресценції; останнє загалом ВИТВОРЮЄТЬСЯ ДІШЕ ТИМИ ПРОМІНЯМИ, ЯКІ ДАНЕ ТІЛО ПОГЛИНУТЬ; при цьому ФЛУОРЕСЦІЙНИЙ ЕФЕКТ є ПРОПОРЦІОНАЛЬНИЙ ДО ВЕЛИЧИНІ АБСОРБІЦІЇ. Що флуоресценція справляється проміннями з короткими хвильами можна бачити з наступного досвіду: як що змочену спиртовим росчином "куркуми" / жовтої фарби / папірець внести в фіолетову частину спектру, то на ній стане видно продовження спектру по за межами видимої його частини, а всі барви, близкі до фіолетового кінця спектру / починаючи від лінії  $\lambda = 550\text{ nm}$  / зміняться, відсвітлюючи зеленкуватим світлом значної довжини хвилі. Загалом, як то встановив СТОКО / Stokes, 1819-1903 / ФЛУОРЕСЦІЙНЕ ПРОМІННЯ ЗАВШЕ МАЄ БІЛЬШІ ДОВЖИНИ ХВИЛЬ, НІЖ ПРОМІННЯ ПЕРВІСНЕ. Заслуговує уваги ще й той цікавий факт, що ФЛУОРЕСЦІЙНЕ СВІТЛО ЗАВШЕ є СПОЛЯРИЗОВАНИМ, НЕЗАЛЕЖНО ВІД ТОГО, З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ЧИ НЕ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ СПОЛЯРИЗОВАНИМ СВІТЛО ПЕРВІСНЕ.

§ 91. Перейдемо до ознайомлення зі з'явисем ФОСФОРЕСЦЕНЦІЇ себ-то ТРИВАЛОГО самовипромінювання тілами світла. Це з'явище можна спостерігати на цілій низці тіл і в першу чергу на ФОСФОРІ, що саме своє ім'я "світлоносяця" дістав на основі властивої йому здібності світитися в пітьмі. Як показує більше дослідження, висилання фосфором світляних промінів є вислідком певних ХЕМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ, що повстають через сполучення його з киснем повітря. З тих же причин повстає фосфоресценція в трухляках / гнилому дереві / і в тілі де-яких комах та риб / глибоководних /. Всі ці випадки характеризуються терміном ХЕМОЛЮМІНІСЦЕНЦІЇ. Остання подає нам приклад перетворення енергії ХЕМІЧНОЇ в енергію ПРОМІНІСТУ / світляну /. В т.зв. крукових трубках / з дуже високим розрідженням повітря / катодні проміні викликають на скляних стінках трубок / через бомбардування їх електронами / фосфоресценцію, що визначається назвою ЕЛЕКТРОЛЮМІНІСЦЕНЦІЇ. Повстає фосфоресценція й ще від де-яких причин, на яких тут зупинятися не будемо. Звернемо лише увагу на основний випадок, що відповідає т.зв. ФОТОЛЮМІНІСЦЕНЦІЇ, про яку вже було згадано в попередньому §. Освітлені конячним промінням де-які тіла протягом певної кількості годин, а іноді навіть і днів, висилають фосфоресценційне світло. З особливою силою виявляється це у сіркових сполук лугово-земельних металів, наприклад у сірчаків стронція /  $Sr_2S$  /, барія /  $Ba_2S$  / та кальція /  $Ca_2S$  /.

Фосфоресценція названих тіл не звязується з хемичною їх природою; як показали Клат та Ленар / 1889 /, вона зникає зовсім у тому випадку, коли тіла беруться ХЕМІЧНО-ЧИСТИМИ, але вже найменша домішка міди, марганцю або бісмуту повертає тілу фосфоресценційну здібність.

Сірчак кальцію увіходить головним складником до т.зв. БАРВИ БАЛЬМЕНА-препарatu, що зауживається іноді до виготовання предметів, які мають світитися в пітьмі / стрілки годинників й т.інш. /.

Як показали дослідження, в усіх таких випадках ФОСФОРЕСЦЕНЦІЯ / в протилежність флуоресценції / ВИКЛИКАЄТЬСЯ ПРОМІННЯМ З ДОВГИМІЙ ХВИЛЯМИ. В цьому легко пересвідчитися, спроектувавши спектр на екран, потянутий фосфоресценційною верствою; з'явище виступає тоді найбільш виразно в червоній та позачервоній частині спектру.

В протилежність флуоресценції ФОСФОРЕСЦІЙНЕ ПРОМІННЯ МАЄ ДОВЖИНИ ХВИЛЬ, КОРОТШІ ВІД ПРОМІННЯ ПЕРВІСНОГО. Таким чином при флуоресценції ми маємо трансформацію хвиль коротших у довші, а при фосфоресценції - навпаки, хвиль довших у коротші.

З'явище фосфоресценції перебуває в певній залежності від температури; піднесення останньою спричиняється загалом до зменшення інтенсивності фосфоресценції і того протягу часу, на якому вона себе виявляє, навпаки зниження температури збільшує фосфоресценційний ефект / хоча є в цього винятки /. При температурах дуже низьких у де-яких тіл фосфоресценція виступає нічим виразно; наприклад парафін, що при звичайній температурі фосфоресценційних властивостей не виявляє, при температурі  $-250^{\circ} \text{C}$

нічє дає інтенсивну фосфоресценцію.

Наприкінці зазначимо, що загалом фосфоресценцію виявляє дуже велика кількість тіл, особливо мінерали; але в усіх таких випадках з'явлення триває дуже незначний час /від де-кількох секунд до малих частин секунди/, і через те сконстатувати його можна лише за поміччу особливих пристрій.

§ 92. Дисперсію світла можна спостерігати не лише в лабораторних, штучно-витворених умовах, а також і в натуральній обстановці, в природі. Найбільш яскравим з цього боку прикладом є ВЕСЕЛКА. Повстає вона тоді, коли краплі води /часточки водяного пілу/ водоспадів, дощів і краплин /освітлюються сонцем, що знаходиться за глядачем/. Тоді ми бачимо тяглий барвистий лук, що й має називати ВЕСЕЛКИ. Причини витворення такого з'явлення вперше було з'ясовано НЬЮТОНОМ /1704/. На основі своїх досвідів Ньютон прийшов до висновку, що веселка повстает у вислід розщіщення сонячних промінів у водяних краплинах.

Розглянемо в загальних рисах названий процес. Нехай /рис. 148/ ми маємо водяну крапліну, на яку від Сонця  $\text{X}$  падає жмуток рівнобіжних промінів. Частина цих промінів одіб'ється від поверхні крапліни, а друга частина вступить внутрь крапліни і підпаде тут дисперсії. Найменше відхилення матиме чірвоне проміння, що відбиває поверхню крапліни в точці  $\text{c}$ , найбільше — проміння фіолетове, що зустріне поверхню крапліни в точці  $\text{e}$ . Завдавши в точках  $\text{c}$  та  $\text{e}$  відбиття, світло поширюватиметься далі в крапліні, при чому по другому разу чірвоне проміння зустріне поверхню крапліни в точці  $\text{s}$ , а фіолетове — в точці  $\text{f}$ . Вийшовши тут з водяної крапліни на воздух, кожде з них відхиляється від нормалі до поверхні і перше піде в напрямку  $\text{st}$ , а друге — в напрямку  $\text{fr}$ . Продовживши проміні  $\text{sf}$  та  $\text{st}$  побачимо, що для ока, яке

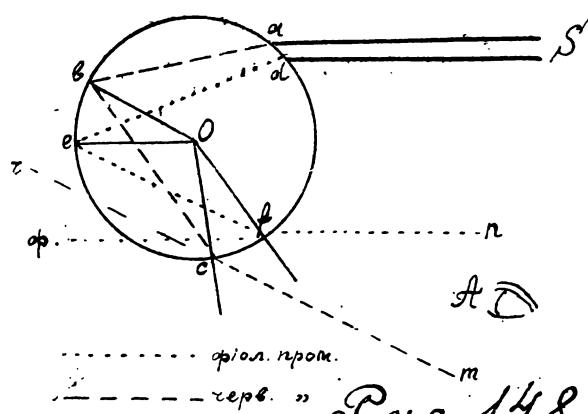


Рис. 148.

міститься в точці  $\text{A}$ , витворюватиметься враження спектру, зверненого до земної поверхні фіолетовою його частиною. У весельці ми справді й бачимо завше таке розміщення барв. На більше докладному розгляді цього з'явлення тут зупинятися не будемо.

§ 93. Переїдемо до короткого ознайомлення з конструкцією людського ОРГАНУ ЗОРУ. Людське око творить собою кулисте тіло /т.зв. очну баньку/, що міститься в спеціально пристосованій заглибині. Головними складовими його частинами /рис. 149/ є: СКЛЕРА або БІЛОК / $\text{w}$ /, що уявляє собою оболонку, яка во всіх боків оточує очну баньку і спереду переходить у прозору РОГІВКУ / $\text{h}$ /, Внутрі міцно вкрита жильною оболонкою / $\text{g}$ /, що спереду /насупроти рогівки/ переходить у ВЕСЕЛКОВУ ОБОЛОНКУ / $\text{c}$ /. Ця остання має отвір / $\text{r}$ /, який витворює т.зв. ЗІНИЦЮ / $\text{p}$ /.

Внутрішня сторона жильної оболонки вистелена прозорою оболонкою / $\text{l}$ /, що має називати СІТНИЦІ і в задній своїй частині / $\text{s}$ / лучиться з розгалуженнями ЗОРОВОГО НЕРВУ / $\text{e}$ /.

Супроти рогівки, безпосередньо за веселковою оболонкою міститься КРИШТАЛИК / $\text{t}$ /; він уявляє собою прозоре тіло, що по формі своїй нагадує плосковигнуту сочку. Роль такої збиральної сочки він у дійсності й виконує. Поміж кришталиком та рогівкою міститься

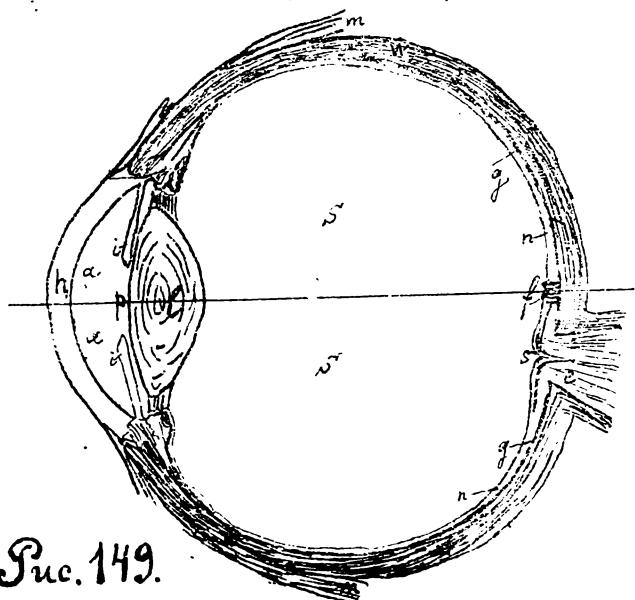


Рис. 149.

ПЕРЕДНЯ КОМОРА /*a*/, виповнена рідкою/небагато густішою від води/ течею. Уся просторінь /*s*/ по-за кришталіком виповнена густою нетекучою масою, що звуться СКЛІЦЕЮ. По над НЕРВОВИМ СМОЧКОМ /*s*/ місце, де сітниця переходить у зоровий нерв/ трохи вище /*4* міліметри/ від нього міститься т.зв. ЖОВТА ЦЯТКА /*f*/, що посередині має маленьку заглибину - ЗОРОВУ ЯМКУ.

Жовта цятка знаходиться в тому місці сітниці, де останню зустрічає оптична вісь ока; це місце є НАЙБІЛЬШ ЧУЛИМ ТО СВІТЛІНИХ ВРАЖІНЬ і лише ті образи, що потрапляють на жовту цятку, ми бачимо з ПОВНОЮ ВИРАЗНІСТЬ/ через те, щоби добре бачити якийсь предмет, маємо око встановити так, щоби його оптична вісь проходила через цей предмет/. На самому зоровому смочку з розгалуження зорового нерву є відсутні: через те в цьому місці сітниці є невразлива. Існування такої СЛІДОЇ /НЕВРАЗЛИВОЇ/ ЦЯТКИ було викрито МАРІОТОМ. В існуванні невразливої цятки можна переконатися в наступного досвіду: заплюшивши праве око, ліве наведемо /рис.150/ на три-

кутничок. Тоді наближаючи голову до рисунку, при певному віддаленні ока від нього /біля 25-30 см./ помітимо, що білий круг зникає. Це повстає вислідом того, що в оці, оптична вісь якого скерована на трикутничок, образ круга потрапляє на невразливу цятку. Доручання очною банькою служить шість РУХОВИХ МЯЗІВ /*m*/.

Рис. 150

яко камер-обскуру з системою сентркованих сочок. Головна з них - кришталік по своєму вигляду наближується до типу сочки плоско-вигнутої, що плоскуватою своєю стороною обернена /з метою зменшення сферичної аберрації/ до джерела світла. Зінниця виконує в оці ролю діафрагми. Форма кришталіка не є стапою; за поміччу системи мязвевих сполучень ця форма може підпадати відповідним змінам. Отже бачимо, що оптична система, яка витворює органи зору, має ЗМІННИЙ ФОКУС. Око ми можемо назвати не лише камер-обскурою, а цілим натуральним фотографічним апаратом. Кінцеві частини розгалужень зорового нерву в сітниці несеуть у собі особливий пігмент, що звуться ЗОРОВИМ ПУРПУРОМ; ця барвиста сполука під діянням світла розкладається /дуже швидко/ і наслідком того обезбарвлюється /хоча в наслідок руху крові негайно відновлюється знову/. Таким хемічним процесом безпосередньо й ставиться виникнення в оці світляних вражінь. Зоровий орган виконує ніби то роль моментального фотографа, що невтомно з величезною швидкістю переводить один за другим знімки. Що така уява відповідає реальній дійсності, показали свого часу дослідження анатомів: на задніх стінках зорових органів свіжо-збитих тварин вони знаходили сліди обривів тих предметів, що були в них перед очима в останні хвилини їхнього життя.

§ 94. З попереднього викладу безпосередньо слідує, що образи, які витворюються на стінці ока, є ПОМЕНІШЕНИМИ Й ОБЕРНЕНИМИ. Однаке в дійсності ми всі предмети бачимо в ІХ ПРАВДИВОМУ, а не оберненому положенні. Повстає, як бачимо, цікава суперечність, на яку давно вже звернули увагу фізики, фізіологи та психологи. Йдучи вслід за поясненням, які дають останні, маємо сказати, що людина дійсно бачить всі предмети в оберненому вигляді /як на досвідне ствердження цього вказується на те, що немовлята хапають предмети не за нижню, а за верхню частину/, але оанайомлюючись за поміччу органів дотику з правдивим їх положенням, привичає свої органи до перейняття світляних вражінь в тому вигляді, який відповідає дійсному стану речей.

Кут, витворений проміннями, що йдуть до ока від крайніх точок предмету, називається КУТОМ ЗОРУ. Його вартість визначається ПОЗІРНА ВЕЛИЧИНА предмету. Кут зору залежить звичайно від ДІЙСНОЇ ВЕЛИЧИНІ ПРЕДМЕТУ, а також від ВІДДАЛЕННЯ ПРЕДМЕТУ. Зі збільшенням віддалення він маліє. З цієї причини повірна величина предметів дуже віддалених є незначна. Як що кут зору є занадто малим, то образи двох точок, що пей кут витворюють, аль-ваються в один образ. При таких умовах двох названих точок око РОЗДІЛЬНО не бачить; вони для нього зливаються в одну точку. Це повстає тоді коли зоровий кут переступає граничну вартість що виносить близько 1°. Такій

вартості зорового кута відповідає відступ по-між образами двох точок на сітниці ока в 0,004 мм.

Через те, що позірна величина предметів залежить од іх віддалень, ми, виходячи з повсякденного досвіду, на основі названої величини міркуємо про вартість величини віддалення. Але такі міркування з'являються з одного боку неточними, а з другого - дуже обмеженими. "На око" ми в стані визначати лише порівнюючи - малі віддалення /наприклад ми не можемо скавати на скільки кілометрів віддалені від земної поверхні хмар, чи небесні світила/ це поперше; а по друге й для близьких предметів ми в силі визначати їхні віддалені лише в дуже грубому приближенні. Як що ж до того предмет для нас не є відомим, а поблизу його немає інших предметів /напр. карабель на морі/, то ми зовсім не в стані з більш-менш значною точністю міркувати про його віддалення.

З переміщенням предмету зглядно ока переміщується в останньому також і образ предмету. Щоби при всяких умовах образ в очі був усе-ж таки таки ВИРАЗНИМ, орган зору, як про те ми вже визначали, має особливі пристосування. За поміччу відповідних мягів викликається ЗМІНА КРИВИЗНИ ПОВЕРХНІВ КРИШТАЛИКА, що має безпосереднім своїм вислідом відповідне переміщення фокусу. Таким чином образ предмету на нерухомій сітниці зберігає свою виразність. Як що предмет знаходиться на віддаленні дуже незначному й образ його переходить таким чином по-за сітницю, - для приведення його до поверхні останньою око не лише збільшує кривизну поверхні кристаліка /для збільшення ломових кутів/, а також і посугує цей останній наперед. При розвгляді, навпаки, дуже далеких предметів воно посугує його назад. Окреслена здібність органу зору, в наслідок якої в ньому повстають виразні образи предметів при будь яких їхніх положеннях називається АКОСМОДАЦІЄЮ.

Існують однаке граници - як верхня так і нижня - після переходу яких око не в стані вже витворювати виразних образів. Як показує досвід, усякий предмет нормальне око бачить найліпше в тому разі, коли його відступ від ока виносить близько 25 см. Таке віддалення називається ВІДДАЛЕННЯМ ВИРАЗНОГО ЗОРУ. Верхня границя має значну вартість /ріжну для різних людей/; нижня границя для нормального ока є близька до 12 см. В істнуванні її можна переконатися на такому простому досвіді: проткнемо голкою в картоні дві дірочки, відступ по-між якими виносив би біля 2 см. Й приставивши картон до ока почнемо дивитися на невеличкий предмет /голку/; при значному наближенні предмета до ока ми сконстатуємо подвоєння його образу; таке подвоєння малішим в міру збільшення віддалення й точно зникне тоді коли віддалення стане близьким до 25 см.

§ 95. Далеко не всі люди мають нормальній зір. У одних з них кристалік має не в міру значну кривизну й ламає світло занадто сильно, через що виразні образи повстають не на самій сітниці, а ПЕРЕД нею. У других кристалік не в міру має малу кривизну й ламає світло заслабо, через що виразні образи можуть повстati лише ПО-ЗА сітницею. Перший дефект є т.зв. КОРОТКОЗОРІСТЬ, другий - ДАЛЕКОЗОРІСТЬ. До виправлення цих хиб використовують штучних оптических пристосовань у вигляді ОКУЛЯРІВ. Для осіб КОРОТКОЗОРІХ сочки окулярів мають бути РОЗСІВАЛЬНИМИ /рис. 151/, для осіб ДАЛЕКОЗОРІХ - ЗБІРЛЬНИМИ /рис. 152/. У осіб з аномальним зором віддалення виразного зору є відмінними од 25 см.

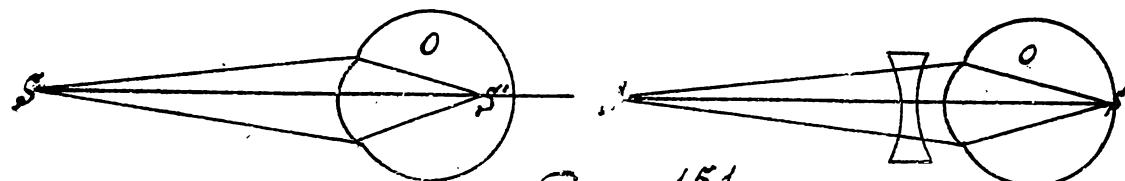


Рис. 151.

/в осіб далекозорих воно є більшим од 25 см., у коротковізорих - меншим/. Вартість названої величини для кождої слабої на зір людини служить відправним пунктом при ви-

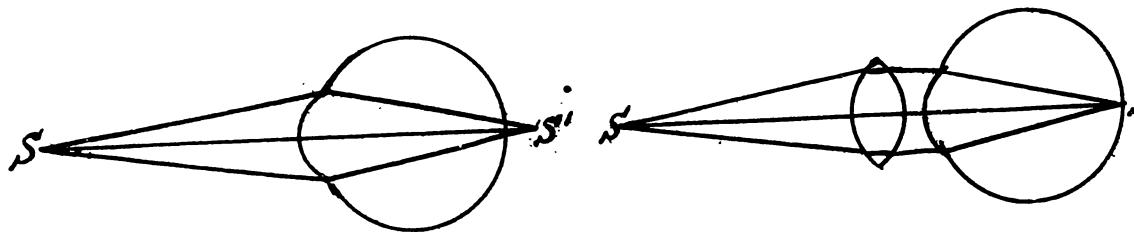


Рис. 152.

випадку призначаються одні окуляри, а до спеціального випадку /читання/ - окуляри другі, від перших одмінні.

рішенні питання про вибір для неї окулярів. При цьому береться на увагу з якого саме віддалення людина має розглядати предмет; через те все тій же особі до загального /наприклад

§ 95. Коли ми дивимося на якийсь предмет двома очима, то кожде з них установлюємо так, щоб його оптична вісь проходила через предмет. Тоді образ останнього в кожному з очей потрапляє на жовту плятку /ї ми бачимо предмет з належною відразністю/. Але не слід думати, що при визначеннях умовах обидва образи будуть по між собою ідентичними. Навпаки завше вони в більшій чи меншій мірі відріжнятимуться один від другого. В цьому легко пересвідчимося як що будемо, наприклад, дивитися на піраміду, звернену до нас своїм вершком /рис. 153/. Лівий образ відповідним чином одмінятиметься від образу правого. Але такий стан річей не лише не є справі, а навпаки спричиняється до більшої повноти /ї реальності/ зорового враження; вислідом як раз цього є т.зв. РЕЛЬЕФНІСТЬ образів; завдяки їй ми відчуваємо "трьохвимірність" образів, не дивлячись на те, що вони фактично витворюються на двохвимірній поверхні.

Кут під яким ми бачимо предмет залежить від віддалення його від ока; а цей кут витворюється оптичними воями двох очей. Отже в залежності від віддалення предмету ми маємо так або інакше скерувати обидва ока.

Ліве око. Праве око

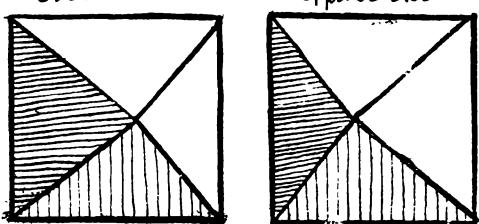


Рис. 153.

За рельєфністю образів це є другою з відправних точок для наших міркувань про віддалення предметів. Такий чином той факт, що органів зору людина та інші живі істоти мають не один, а піліх два, не є випадковим і в цьому факти слід вбачати один з проявів того далекосяглого розуму природи, що так виразно дає про себе знати в усіх сферах життя. Не маючи двох очей людина не змогла би в такою легкістю та повнотою орієнтуватись в просторових уявах, її не була би остаточно близькою сама ідея простору, яко певної субстанції. В правдивості цих слів легко переконатися досвідною дорогою; наприклад, заплюшивши одне око, ми відразу не потрапимо ручкою до вузької шийки каламаря, в той час як дивлячися обома очима ми робимо це без жадних труднощів.

Викладене вище дозволяє нам зrozуміти конструкцію т.зв. СТЕРЕОСКОПУ. В ньому ми СДНОЧАСОВО розглядаємо два малюнки все того ж предмету, зроблених таким чином, що один з них відповідає тому образу, який повстає в ПРАВОМУ оці, а другий - образу, який витворюється в ЛІВОМУ оці. З цієї причини названі малюнки, уміщені таким чином, що обидва вони зливаються в один і дають спільній образ, спрямлюють враження РЕЛЬЕФНОСТИ і витворюють перспективний ефект. Сучасна фототехніка виготовлює спеціальні подвійні апарати для переведення стереоскопічних знимків.

§ 96. Не всі проміні діють однаково на орган зору. Найбільшу чутливість людське око виявляє до промінів ЖОВТИХ; в меншій мірі є воно чутливим до промінів ЧЕРВРНИХ та БЛАКИТНИХ. Між іншим перші з названих промінів несприяюче впливають на органи зору і викликають в них утому; навпаки другі заспокоюють невеселі тканини ока. Дуже шкідливим і навіть небезпечним є вплив промінів УВІЧА-ФІОЛЕТОВИХ, через що при всякій праці з джерелами такого світла належить вживати скляні /плоскі/ окуляри /скло абсорбує у-

проміння/. Такий вплив з боку сонячного світла є непомітним через те, що ультра-фіолетове проміння майже повністю затримується земною атмосферою. Оці найліпше функціонують тоді, коли предмет **ЗНАХОДИТЬСЯ НА ВІДДАЛЕННІ ВИРАЗНОГО ЗОРУ І НАЛЕЖНИМ ЧИНОМ З ОСВІТЛЕНИМ**. При цьому всі очі м'язи виявляють мінімум напруження. Невідповідне положення тіла викликає потребу акомодації ока, рівним чином як і неналежне освітлення спричиняється до побільшеного напруження органів зору; все це в цілому стомлює зір і посве очі. Найкращими умовами для праці очей є такі: 1/ **НОРМАЛЬНЕ ВІДДАЛЕННЯ ПРЕДМЕТУ**, 2/ **РОЗМІЩЕННЯ ЙОГО НА ЛІНІЯХ ОПТИЧНИХ ВОСЕЙ ОЧЕЙ** 3/ **БІЧНЕ ОСВІТЛЕННЯ ПРЕДМЕТУ ДИФУЗНИМ /РОЗСІЯНИМ/ СВІТЛОМ НАЛЕЖНОГО НАПРУЖЕННЯ /не занадто малим, однаке й не занадто великим/**.

§ 97. Вище § 94/ нами було з'ясовано, що виразність образу залежить від вартості кута зору. Як що цей кут у наслідок значного віддалення предмету або занадто малих його розмірів/ а меншим од 1/, око бачить зле, або й зовсім не бачить предмету. Образ останнього можна однаке зробити виразним і цілком приступним для ока **ДОРОГОЮ ЗБІЛЬШЕННЯ ЗОРОВОГО КУТА ЗА ПОМІЧІУ ВІДПОВІДНИХ СОЧОК**. Такі сочки, або системи сочок, призначенні до збільшення зорових кутів, ми називатимемо **ОПТИЧНИМИ ПРИСТРОЯМИ**. Всі ці пристрої належать поділити на дві категорії; до першої з них належать віднести такі пристрої, що служать до збільшення кутів зору для **БЛИЗЬКИХ, АЛЕ МАЛИХ** предметів; це є т.зв. **МІКРОСКОПИ**, до другої категорії належать віднести такі пристрої які служать до збільшення кутів зору **ВЕЛИКИХ, АЛЕ ДАЛЕКИХ** предметів; це т.зв. **ТЕЛЕСКОПИ**.

До ознайомлення з пристроями обох названих категорій ми нині й пereйдемо.

Простішим типом мікроскопу є **ЛУПА**. Уявляє вона собою **ЗБІРДЛЬНУ СОЧКУ З НЕЗНАЧНИМ ФОКУСНИМ ВІДДАЛЕННЯМ**. Предмет міститься по між сочкою та її фокусом /рис. 154/, у вислід чо

ми дістаємо побільшений уявний образ.

Побільшенню предмету буде  $\frac{P'Q'}{PQ} = \frac{y}{x}$

Око його бачитиме тепер під кутом  $\alpha$ , в той час, як раніше воно бачило його під кутом  $\beta$ . Вартість кута  $\alpha$  нетрудно обчислити. Вважаючи цей кут незначним, у приближенні можемо написати:  $\alpha = \frac{y}{d+y}$ , де  $d$  є відда-

лення лупи від ока. З подібності т-ків  $\triangle OO'$  та  $\triangle P'Q'$  маємо:  $\frac{P'Q'}{O'O} = \frac{y}{d+y} : \frac{f}{f+y}$ ; звідки, вважши на увагу що  $O'O = PQ$ , дістанемо:  $\frac{P'Q'}{PQ} = \frac{f+y}{f} \cdot \frac{y}{d+y}$ .

На основі цього дістанемо для  $\alpha$  такий вираз:

$$\alpha = \frac{PQ}{f} \cdot \frac{f+y}{d+y}, \quad (154)$$

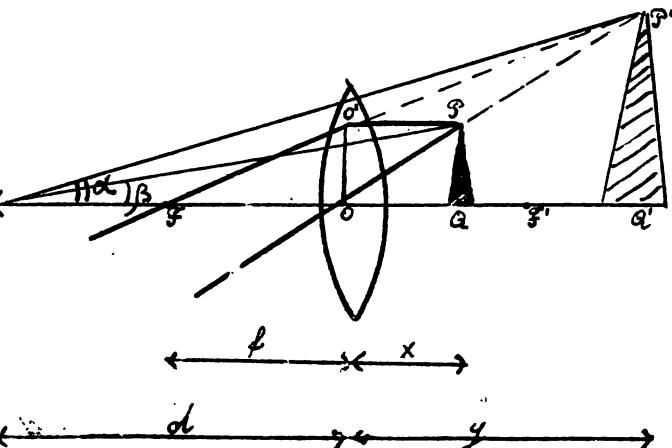


Рис. 154.

Лупа уявляє собою сочку короткого фокусу; через те  $f$  є величиною незначною; так само незначну вартість має й величина  $d$ , бо лупу доводиться тримати недалеко від ока; з другого боку  $y$  все творить величину значну. А через те сума  $f+y$  мало відрізняється від суми  $d+y$  і в приближенні ми можемо покласти  $f+y = d+y$ . Тоді вираз /154/ дає:

$$\alpha = \frac{PQ}{f}$$

Як що би предмет  $PQ$  ми розглядали без помочі лупи, то бачили би його під кутом  $\beta$ , що визначається виразом

$$\beta = \frac{PQ}{d}$$

/ 156 /

де  $d$  є віддалення виразного зору.

Стосунок  $\frac{\alpha}{\beta}$  дає нам видимо **ПОБІЛЬШЕННЯ ЛУПИ**  $\mathcal{F}$ . Для нього ми дістаємо вираз:

$$\mathcal{F} = \frac{\alpha}{\beta}$$

/ 157 /

Отже бачимо, що ЛУПА дає ПОБІЛЬШЕННЯ ТИМ ЗНАЧНІШЕ, ЧИМ МЕНШИМ є ІІ

**ФОКУСНЕ ВІДДАЛЕНИЯ.** При занадто коротких фокусах /значній кривізні сочок/ дає однаке про себе знати сферична аберрація. Через те в простих луках трудносягнути побільшень більших од 8-10 кратних. Лише в складних луках з двома і більше сочками, можемо мати побільшения значніші /до 30-кратних/.

Великі побільшения /в кілька сот і навіть тисяч разів/ дають справжні /складні/ МІКРОСКОПИ\*. В простішій своїй конструкції мікроскоп уявляє собою систему двох збіральних сочок /рис. 155/, в яких одна  $S_1$ , звернена до предмету, називається ОБ'ЕКТИВОМ, а друга  $S_2$ , звернена до ока, називається ОКУЛЯРОМ. Побільшений дійсний /ї обернений/ образ  $P''Q'$  предмета  $PQ$ , витворений об'єктивом, розглядається оком через окуляр, який відіграє роль лупи. У вислід цього повстає побільшений уявний образ  $P''Q'$ . Як бачимо вислідне побільшення МІКРОСКОПА є СУМОЮ ПОБІЛЬШЕНЬ ОБ'ЕКТИВА ТА ОКУЛЯРА.

Diagram illustrating the optical path of a compound microscope. A real object PQ is located to the left of lens  $S_1$ . Lens  $S_1$  forms a real and inverted image  $P''Q'$ . This image is located to the right of lens  $S_2$ . Lens  $S_2$  forms a virtual and upright image  $P''Q'$ , which is viewed by the eye E. The eye E is shown on the far right looking at the virtual image  $P''Q'$ .

Рис. 155.

так і окуляри складаються з де-кількох сочок. Наприклад у великих мікроскопах, призначених до наукової праці, об'єктив творить собою систему трьох ахроматичних сочок, побудовану в таким розрахунком, щоби через неї проходив можливий максимум світла /необхідний для ясності образу/. Так само окуляр уявляє собою систему двох сочок. Кождий мікроскоп /рис. 136/ складається в трьох частин: 1/ ТУБУСА АБО ТРУБИ /T/, що містить у собі ОБ'ЕКТИВ /O/ ТА ОКУЛЯР /O'/; 2/ СТОЛІКА /S/ АБО ІНШОГО ПРИМІЩЕННЯ ДЛЯ ОБ'ЕКТУ СПОСТЕРЕЖЕНЬ і 3/ ПРИСТРОЮ /X/ ДО ОСВІТЛЕННЯ ОБ'ЕКТА /зde- більшого угнуте дверкало/. Тубус за допоміччу особливої мікрометрової шруби // може посуватися в той або інший бік, займаючи більше чи менше положення зглядно столика /віддалення по-між об'єктивом та окуляром/ лишається при цьому ввесь час стали/. Отже маємо можливість встановити мікроскоп так, щоби образ об'єкту був виразним. Як що довжину труби та окуляра лишатимемо в мікроскопі незмінними, а при тому вставлятимемо в нього різні об'єктиви, то відповідно до вартості їхніх фокусів діставатимемо різні побільшения; при даному об'єктиві побільшення мікроскопу буде тим значнішим, чим коротший фокус має його окуляр.

Сучасні найкращі мікроскопи можуть давати побільшения до 4000 разів.

§ 98. В своїому натуральному прагненні сягнути максимальних можливих побільшень в мікроскопах наука здібне перешкоди не лише характеру техничного, так би мовити зовнішнього, а також і характеру внутрішнього. Такі перешкоди є БЕЗПОСЕРЕДНЬО ЗВЯЗАНІ З САМОЮ ПРИРОДОЮ СВІТЛА. Хвили останнього мають довжини певних конечних вартостей і коли в порівнянні до цих вартостей /порядку 0,1 м/ розмірі об'єктів з'являються НЕЗНАЧНИМИ /порядку 1 м/ і менше/, то ЕФЕКТ ВІДБИВАННЯ СВІТЛА цими об'єктами в наслідок дифракції світла ЗНИКАЄ; інакше кажучи вони стають НЕВІДИМІМИ. Щоби зрозуміти причину такого стану річей подамо наступну аналогію. Водяна хвиля, що на своїй дорозі зустрічає загороду у вигляді частоколу, затримується ню і на основі відомих правил од неї ВІДБИВАЄТЬСЯ. Як що тая хвиля здібне один-единий кілок, то цей останній її все не затримує, бо вода вільно з усіх боків його обтікає, а через те з'явіще відбивання

\* Мікроскопи стали виготовлювати ще на початку XVII стол. /в Голландії/. Ато саме іришев університет до цього винаходу невідомо.

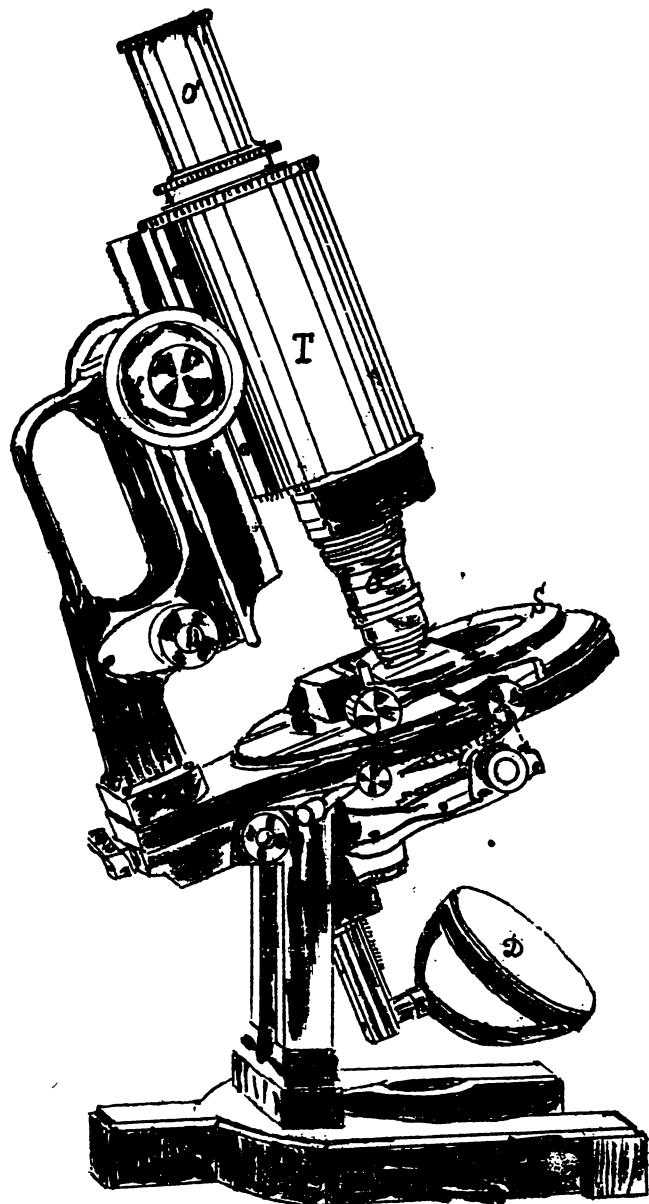


Рис. 156.

недовгий час, який пройшов з моменту його винаходу, вже встиг знайти собі ріжноманітні пристосування й принести значні користі в різних галузях природознавства.

§ 99. Звернемося тепер до ознайомлення з різними ТЕЛЕСКОПАМИ, себто оптичними пристроями, призначеними до розгляду великих але далеких предметів. Всі такі пристрої поділимо на дві категорії: на РЕФРАКТОРИ - пристрой, в яких побільшення образів осягається за поміччу сочок, та на РЕФЛЕКТОРИ - пристрой, в яких побільшення осягається за поміччу угнутих сферичних дзеркал.

Перейдемо до розгляду різних рефракторів.

Г. АСТРОНОМІЧНА МОНЕТА. Складається вона /рис. 157/ з двох збиральних сочок /або двох систем/, одна з яких -  $S$ , з довгим фокусом відограє роль об'єктива, друга -  $S'$  з коротким фокусом - роль окуляра. Сочка  $S$  дає образ  $P'Q'$ , що є образом дійсним оберненим, поменшеним. Сочка  $S'$  перетворює образ  $P'Q'$  в образ  $P''Q''$ , що є уявним та побільшеним. На рисунку образ  $P'Q'$  міститься по-за фокусом  $F$ , бо предмет  $PQ$  знаходиться на кінечному віддаленні. Усі небесні об'єкти знаходяться на безко нечно-великих віддаленнях, а через те образи цих об'єктів міститимуться

зникає. Наведена аналогія пояснює нам через що саме не можуть бути виявлені за поміччу найсильніших мікроскопів об'єкти занадто маліх розмірів. Світляні хвилі так би мовити "об'єктах" вгадані об'єкти, в якої причини вони не відбивають світляних промінів, а в наскрізному свіtlі не витворють тіни, через що їх лишаються невидимими. Поважна і серіозна перепона поставлена природою на дорозі наукових шукань людської думки. Але ю перепону, як і багато інших, науковий геній спромігся обійти. Року 1903 ЗІЛЕНТОФ /Seidentopf/ та ЖІГМОНД /Sigmond/, сконструювали т.зв. УЛЬТРАМІКРОСКОП, за поміччу якого щастить викрити присутність об'єктів, розміри яких визначаються величинами порядку 0,1мм. В ультрамікроскопі вживается не простого, а БІЧНОГО освітлення, що завдяки дифракції світла дозволяє помічати вгадані вище ультра-малі об'єкти. Скісне проміння, проходючи через однорідне прозоре оточення, лишає поле зору в ультрамікроскопі темним; як що ж у цьому оточенні присутні якісь сторонні дуже маленькі об'єкти, то частина світла ними розсівається й проміння потрапляє до ока спостерігача. Таким чином хоча власне "бачити" об'єкти у стислому розумінні цього слова й не доводиться, але іхнє присутність, іхнє положення та зміни в ньому вже можна сконстатувати. Ультрамікроскоп за

фактично в фокальній площині. Положення в лунеті дійсного образу  $\mathcal{P}'Q'$  є ста-

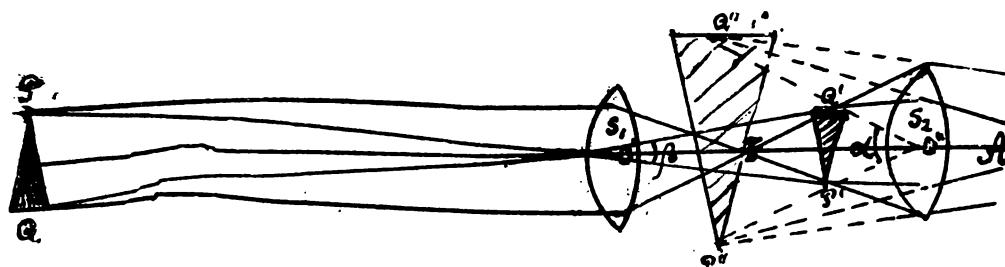


Рис. 157.

ти. Дійсний образ  $\mathcal{P}'Q'$  витворений об'єктивом, лежить поблизости фокусу окуляра; отже в приближенні можемо прийняти, що кут  $\alpha$ , під яким з точки  $O''$  видко образ  $\mathcal{P}'Q'$ , виносить  $\frac{\mathcal{P}'Q'}{f_2}$  де  $f_2$  є фокусне віддалення сочки  $S_2$ . Той же образ  $\mathcal{P}'Q'$  лежить у фокальній площині об'єктиву, через що кут  $\beta$ , під яким образ  $\mathcal{P}'Q'$  видко з точки  $O'$  виноситиме  $\frac{\mathcal{P}'Q'}{f_1}$  де  $f_1$  є фокусне віддалення сочки  $S_1$ . Отже маємо:  $\alpha = \frac{\mathcal{P}'Q'}{f_2}$ ,  $\beta = \frac{\mathcal{P}'Q'}{f_1}$ , звідкиlia:  $\alpha f_2 = \beta f_1$ ,

або:  $\frac{\alpha}{\beta} = \frac{f_1}{f_2}$ . Кут  $\beta$ , рівний кутові  $\mathcal{P}Q'Q$ , безконечно-мало відрізняється від того кута, під яким предмет  $\mathcal{P}Q$  бачило би око спостерігача, вміщене в точці  $A$ . На основі цього можемо написати:

$$\frac{\mathcal{P}'Q''}{\mathcal{P}Q} = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{f_1}{f_2}$$

/158/

себ-то ПОБІЛЬШЕННЯ АСТРОНОМІЧНОЇ ЛУНЕТИ ВИЗНАЧАЄТЬСЯ СТОСУНКОМ ФОКУСНИХ ВІДДАЛЕНИЬ ОБ'ЄКТИВА ТА ОКУЛЯРА.

Астрономічна лунета є винаходом відомого німецького астронома ЙОГАНА КЕПЛЕРА /1611/. Великі лунети, якими послуговуються астрономічні обсерваторії, мають назву ТЕЛЕСКОПІВ /у вузькому розумінні цього слова/. Сучасна оптична техніка осягла поважних успіхів у будові телескопів; об'єктиви останніх вражают своїми величезними розмірами; наприклад рефрактор обсерваторії Чикагського Університету має промір у 101.6 см.

2. ЗЕМНА ЛУНЕТА. Лунета астрономічна не є придатною до розгляду земних предметів, бо образ, який вона дає є ОБЕРНЕНИМ. Як що однаке по між об'єктивом та окуляром умістити ще одну збиральну сочку, то в наслідок подвійного обернення образ перетвориться в простий. Така конструкція й подасть нам ЗЕМНУ ЛУНЕТУ  $\mathcal{Z}$ . В названій конструкції є одна незручність: лунета має велику довжину, через що не може задовольнити зимові портативності, що є остатільки важливою при практичному вживанні. Ця хиба дуже оригінально усунена в т.зв. ПРИЗМАТИЧНІЙ КОНСТРУКЦІІ, що найголовніше представлена в ПРИЗМАТИЧНИХ БІНОКЛЯХ.

При названій конструкції за поміччу двох призм, у яких проміні за- знають повного внутрішнього відбиття, вигляд дороги промінів з простолінійного перетворюється на ламаний /рис. 158/. Це дозволяє скоротити довжину труби в 3 рази. Однією з позитивних властивостей призматичної конструкції є те, що вона дає ЗНАЧНЕ ПОЛЕ ЗОРУ.

### 3. ГАЛІЛЕЕВА ЗІРНА ТРУБА.

Вище ми бачили, що для пристосування астрономічної лунети до розгляду земних предметів доводиться додавати до комбінації двох збиральних сочок ще третю таку-ж сочку. Теж саме завдання витворення ПРОСТОГО /а не оберненого/ образу може бути здійсненою іншою дорогою. Як що жмутку промінів, який виходить з об'єктива астрономічної лунети, не дозволити зійтися в одній точці, перейшовши яку він дає обернений образ, і цей жмуток так би мовити "перекопити" на дорозі, то простий образ можна дістати по між збиральню сочкою  $S$ .

\*7 І винайшов року 1665 чеський монах Рейта /Rheita/.

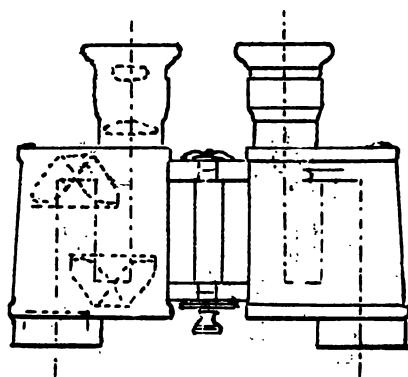


Рис. 158.

§ 100. Переїдемо тепер до розгляду РЕФЛЕКТОРІВ, себ-то телескопів з угнутими дзеркалами.

Зинахід їх звяжується із іменем аббат ГІЛІ /1616/. Конструкція рефлекторів докладно була скооплена

НЬЮТОНОМ та ГЕРШЕЛЕМ. Останній року 1789 збудував славнозвісік свій те-

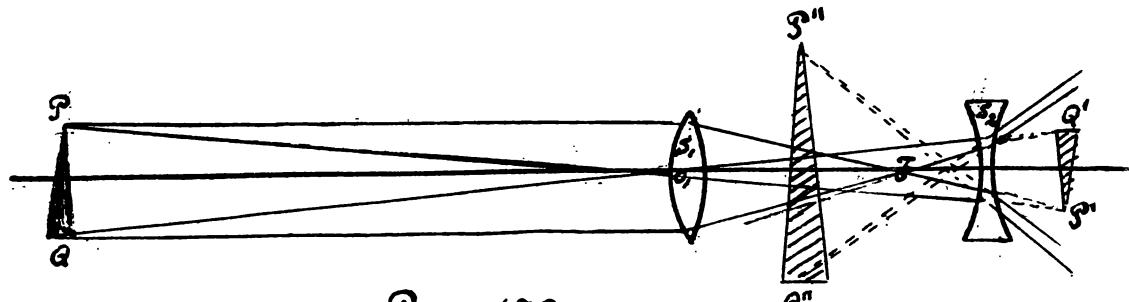


Рис. 159.

лескоп, що мав 12 метрів довжини й посідав величезне дзеркало з проміром в 1,25 метра й вагою більше тонни. Не дивлячися на значні технічні труднощі, звязані з виготовленням та поліруванням сферичних дзеркал, рефлектори не виходять з ужитку й нині й обслуговують де-які обсерваторії\*. При певних своїх хибах рефлектори в порівнянні до рефракторів мають однакову одну перевагу, що полягає в ЗНАЧНОСТИ ПОБІЛЬШЕННЯ об'єктів. Побільшення, які при сучасному стану техніки вироблення дзеркал можуть дати рефлектори, є слизькі до 7000 разів.

\* Схема конструкції телескопа Гершеля є наступна: в трубі T, /р. 160.

на одному з її кінців міститься дзеркало M, оптична вісь якого

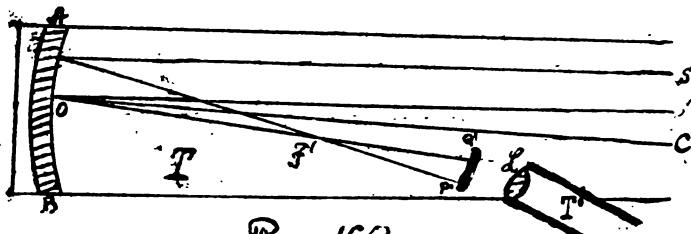


Рис. 160.

§ 101. Шоб закінчити огляд оптичних пристрійв згадаємо ще про ПРОЕКЦІЙНИЙ АПАРАТ /рис. 161/. Світло від джерела L значної сили збирается

системою сочок /двояк або трьох/, що складають собою т.зв. КОНДЕНСАТОР й, пройшовши через ДІАЛОЗИТИВ /прозорий малюнок на шклі/ m., простує далі до ОБ'ЄКТИВА, складеного теж з двох збиральних сочок. Зійшовши в

\* Найбільшим рефлектором є телескоп лорда РОСА, побудований року 1845; він має 16 м. довжини й посідає дзеркало з проміром у 133 см. Знаходиться цей телескоп у Персоноструні /Ірландія/.

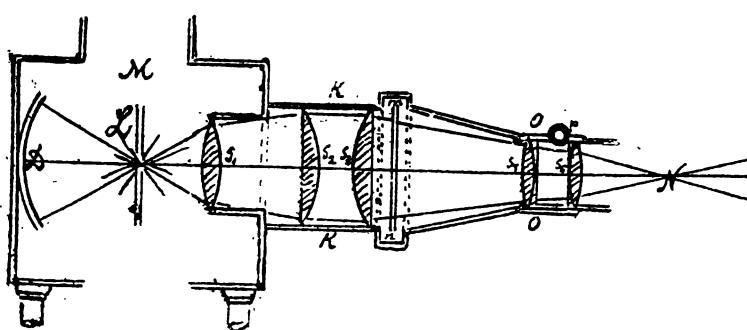


Рис. 161.

точці  $\mathcal{M}$ , проміння йде далі розбіжним жмутком й дає на екрані побільшений /обернений/ образ малюнку. Для змінення освітлення джерело  $\mathcal{Z}$  міститься в фокусі угнутого дзеркала  $\mathcal{Z}$ , що виконує функції РЕФЛЕКТОРА.

В апаратах, призначених до проектування НЕПРОЗОРИХ малюнків та предметів /т.зв. ЕПІДІАСКОПАХ/, роль джерела світла передає на себе самий малюнок чи предмет, що збоку освітлюється дуже сильним джерелом світла. Проміні від останнього потрапляють до об'єктиву лише після відбиття від предмету, який проектується.

§ 102. Скажемо де кілька слів про БАРВУ ТІЛ - як проворих так і непроворих. Як що перед коліматором спектроскопу ми будемо вміщувати барвисте скло або посудини з барвистими течами /такі проворі барвисті тіла ми називатимемо загалом СВІТЛОФІЛЬТРАМИ/, то помітимо, що в наслідок проходження через них білого світла спектр СТРАЧУВАТИМЕ ПЕВНУ ЧАСТИНУ БАРВИ. Як що тон світлофільтра відповідає одній з ОСНОВНИХ барв /наприклад червоній/, то ми помітимо, що в спектрі лишиться одна-єдина барва /червона/, а всі без винятку інші барви зникнуть. Як що тон світлофільтра відповідає СКЛАДНИЙ барві /наприклад помаранчевій/, то в спектрі лишиться вже не одна, а дві /червона та жовта/ або де-кілька барв, комплекс яких дає при змішанні таку складну барву. Таким чином приходимо до висновку що БАРВА ПРОЗОРГО ТІЛА, ЯКЕ МИ РОЗГЛЯДАЄМО В НАСКРІЗНОМУ СВІТЛІ З ВИСЛІДОМ ЗМІШАННЯ ВСІХ ТИХ ПРОМІНІВ, ЯКЕ ТІЛО ПЕРЕПУСКАЄ.

Як що ми спектр спроектуємо не на білій, а на БАРВИСТИЙ /основного тону/ екран /червоний, синій/, то побачимо, що лишиться тільки частина спектру /червона, синя/, яка відповідає барві екрану. Ця частина виявляється з особливою інтенсивністю, решта ж спектрових барв цілковито зникає. Це свідчить що НЕПРОЗОРЕ ТІЛО ІДНОЇ ОСНОВИ БАРВИ ВІДБИВАЄ ПРОМІННЯ ВИКЛЮЧНО ДЛІЇ БАРВИ  $\mathcal{M}$ ; так само ТІЛО СКЛАДНОЇ БАРВИ ВІДБИВАЄ ПРОМІННЯ ЛІШЕ ТИХ БАРВ, КОМПЛЕКС ЯКИХ ВИТВОРОВЕ ЙОГО БАРВУ. Білі тіла відбивають проміння всіх барв, синтез яких і витворює враження білого світла. Чорні тіла не відбивають зовсім жадних промінів.

В розрізнянні барв людське око є далеко не досконалим. До того ж це перебуває в безпосередній залежності від суб'єктивних фізіологічних властивостей даного індівідуума. Деякі особи не в стані розрізнявати всі без винятку основні барви; інше око не реагує зовсім або реагує в слабій мірі на певні барви /наприклад на червону та зелену або жовту та синю/. Ця хиба людського зору відома наукі під назвою ДАЛЬТОНІЗМУ.

§ 103. Як нам відомо, ПРОЦЕС ВИТВОРЕННЯ СВІТЛЯНИХ УЯВ СКЛАДАЄТЬСЯ з трьох моментів: ФІЗИЧНОГО, ФІЗІОЛОГІЧНОГО та ПСІХИЧНОГО, з яких кожий з'являється далеко не простим. Отже немає нічого дивного, що для повстання названих уяв ПОТРІБУЄТЬСЯ ПЕВНИЙ ЧАС. Досвід показує, що він визначається інтервалом у 0,16 сек. Два світляні враження, відділені один від другого часовим інтервалом неменшим як 0,16 сек., передаються нами як враження ОКРЕМІ. В тому разі коли величина часового інтервалу є МЕНШОЮ від визначеної граничної вартості кожде з двох вражень ОКРЕМО НЕ ПЕРЕЙМАТЬСЯ, розріжнити їх око не є в силі, через що вони СЛИВАЮТЬСЯ В ОДНЕ ВРАЖЕННЯ. В правдивости наведеного легко переконатися різними способами. Найпростішою до того ілюстрацією є досвід з т.зв. ТАУМАТРОКОМ /дитяча забавка/. На картонному кружку з двох його боків намальовано окремо пташку та клітку; як що кружок привести в швидкий оборотовий рух довколо його проміру, то для ока витворюватиметься таке враження якби то птах сидить у клітці. На тій же засаді основується КІНЕМАТОГРАФ, що відограє таку поважну роль в житті сучасного культурного ладства. Спеціальні фотографічні апарати, пристосовані до потреб кінематографу, переводять на протягі однієї хвилини 900 зйомок. В останні часи кінематограф почали використовувати й для спеціально наукових потреб.

Х/При освітленні кімнати газовим або спиртовим полумям, до якого внесено натрій, помічаемо, що світло відбувається виключно від ІОВТИХ предметів. Усі предмети інших барв показуються темними. Такими темними видаються, наприклад, губи, очі людини, а ціле його тіло починає нагадувати своїм виглядом тіло мерця.

§ 104. Наше око не в абсолютно-досконалою оптичною системою і одним з вислідів цього є те, що образ на сітниці СВІТЛЯНОЇ ТОЧКИ уявляє собою не точку, а ЦІЛИЙ НЕВЕЛИЧНИЙ КРУГОК. З цієї причини ОБРАЗИ СВІТЛІХ ПРЕДМЕТИВ ШТУЧНО ЗРОСТАТЬ У СВОІХ РОЗМІРАХ і наприклад в двох одинакових квадратів чорного та білого останній показується нам більшим од першого.



Рис. 162.

Цієї ж причини нам відається, що зовнішній обіг молодика має більший луч, а ніж неосвітлена частина Місяця. Таке з'явіще має назву ІРРАДІАЦІЇ.

§ 105. Ознайомлюючись з ріжними світляними з'явіщами, ми знаходили до цього часу можливим обмежуватись виключно дослідженням їх зовнішніх виявів, розвязуючи складніші в них за поміччю геометричних побудов і не порушуючи при цьому

питань про їх внутрішню ФІЗИЧНУ природу. Можна сказати, що до цього моменту ми знайомилися з ОПТИКОЮ ГЕОМЕТРИЧНОЮ, твердження й висновки якої не залежать в найменшій мірі від того як-саме уявляємо ми собі внутрішню природу світляних з'явіщ. Далі ми маємо перейти до тієї частини науки про світло, що не може вже обійтись без певного тлумачення природи останнього, яка конче вимагає приняття певної, означеної теорії світляних з'явіщ. Ця частина науки про світло має назву ОПТИКИ ФІЗИЧНОЇ. До неї належать з'явіща інтерференції, дифракції, поляризації та подвійного ламання. Всім цим з'явіщам щастить дати пояснення на основі ТЕОРІЇ ХВИЛЯСТОГО РУХУ, з головними положеннями якої ми вже мали нагоду ознайомитись.

Отже до зrozуміння всіх з'явіщ, в якими нам доведеться ознайомитись в послідовному викладі, ми підходимо в готовою вже точково погляду, визнаючи те зasadnicze положення, що світло по своїй внутрішній природі уявляє ХВИЛЯСТИЙ РУХ ПЕВНОЇ ДЕМАТЕРІЯЛЬНОЇ, ГИПОТЕТИЧНОЇ СУБСТАНЦІЇ, ФАКТ ІСТНУВАННЯ ЯКОЇ, НЕ ДИВЛЮЧИСЬ НА АРЕАЛЬНИЙ І ХАРАКТЕР, МИ ВСЕ Ж ТАКИ МОЖМО УЗНАТИ І ЯКА ВІДОМА В НАУЦІ ПІД НАЗВОЮ СВІТОВОГО ЕТЕРУ.

Перейдемо до ознайомлення зі з'явіщем інтерференції світла. На основі теоретичного викладу § 14 маємо сказати, що ДВА СВІТЛЯНІ ПРОМІНІ ЗГІДНИХ НАПРЯМКІВ ПОШIREННЯ ТА ОДНАКОВИХ ПЕРІОДІВ ДРОГАННЯ ІНТЕРФЕРУЮТЬ ПО МІЖ СОБОЮ, - В ТИХ ТОЧКАХ, ДЛЯ ЯКИХ РІЖНИЦЯ ФАЗ ДРОГАННЯ ВИНОСИТЬ ПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВИЛЬ  $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$ , СВІТЛО МАТИМЕ МАКСІМАЛЬНЕ НАПРУЖЕННЯ, В ТИХ ЖЕ ТОЧКАХ, ДЛЯ ЯКИХ НАЗВАНА РІЖНИЦЯ ВИНОСИТЬ НЕПАРИСТЕ ЧИСЛО ПІВХВИЛЬ  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ , СВІТЛО МАТИМЕ МІНІМУМ НАПРУЖЕННЯ. В ТОМУ ВИПАДКУ КОДИ ОБІДВА ПРОМІНІ ДАТЬ СВІТЛО ОДНАКОВОГО НАПРУЖЕННЯ /АМПЛІТУДА ДРОГАННЯ є ОДНАКОВА/, МАКСІМУМ ВІДНОВІДАЄ ОСВІТЛЕННЮ ПОДВІЙНОГО НАПРУЖЕННЯ ЗГЛЯДНО НАПРУЖЕНЬ ПРОМІНІВ СКЛАДОВИХ, А МІНІМУМ ДАЄ ПОВНУ ВІДСУТНІСТЬ СВІТЛА-ПІТЬМУ. Графічно це показано на рис.

163. Щоби мати уяву як у дійсності новстає з'явіще інтерференції світла, розглянемо класичний ДОСВІД ЮНІА. Світло від джерела  $\alpha$  /рис. 164/ відбивається від двох дверкал  $ss'$  та  $ss''$ , що витворюють по між собою кут дуже близький до  $180^\circ$ , і після того падає на екран  $mm'$ . На основі закону відбивання світла від плоских дверкал ми можемо вважати що на екран  $mm'$  світло падає від двох джерел  $\alpha'$  та  $\alpha''$ , які відповідають двом уявним образам джерела  $\alpha$ . Закреслимо з точок  $\alpha'$  та  $\alpha''$  дві групи лукових ліній, ще відповідали би "горбам" світляних хвиль /на рисунку ТЯГЛІ ЛІНІЇ/; закреслимо далі дві нові групи луків, що відповідали би "западинам" світляних хвиль /на рисунку ПУНКТИРНІ ЛІНІЇ/. Геометричним місцем

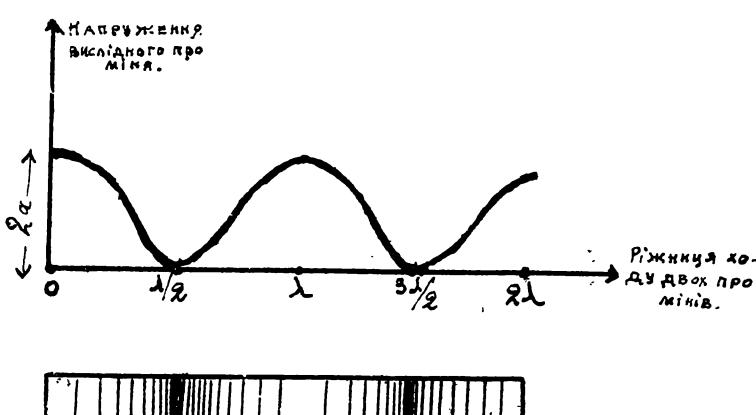


Рис. 163.

лінії/; закреслимо далі дві нові групи луків, що відповідали би "западинам" світляних хвиль /на рисунку ПУНКТИРНІ ЛІНІЇ/. Геометричним місцем

за зміної зустрічі ліній двох перших груп /тіглих з тяглими/ або ліній двох останніх груп /пунктирних з пунктирними/ будуть прості  $aA, a'A, a''A, \dots$ , що прості визначатимуть напрямки, в яких світляні дрогання матимуть максімальну амплітуду, а саме світло - максімальне напруження. Через те точкам  $A, A', A'', \dots$  на екрані відповідатимуть НАЙЯСНІШІ місця. Геометричним місцем зустрічі ліній перших двох груп з лініями останніх двох груп і навпаки /тіглих з пунктирними й навідворот/ будуть прості  $B, B', B'', B'''$ , ці прості визначатимуть напрямки, в яких світляні дрогання матимуть мінімальну амплітуду /нуль/, а саме світло мінімальне напруження /повну пітьму/. Через те точкам  $B, B', B'', B'''$  на екрані відповідатимуть НАЙТЕМНІШІ місця. /рис. 164 та 165/. Так стоять справа поки ми маємо діло з МОНОХРОМАТИЧНИМ світлом, наприклад коли функції джерела  $\mathcal{L}$  виконує

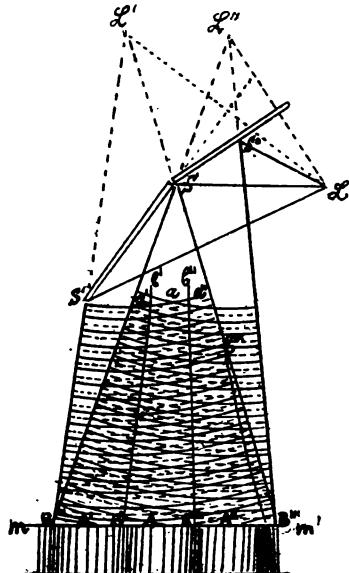


Рис. 164.



Рис. 165.



Рис. 165.

натрієве полум'я, висилає тільки проміння з довжиною хвилі  $589 \text{ \mu m}$ . Як що ж світло монохроматичне ми замінимо іншим, наприклад за джерело  $\mathcal{L}$  возьмемо вольтовий лук, то з'явіще наше ускладниться й замісць правильного чергування на екрані жовтих та чорних смуг /рис. 166/, що мало місце при натрієвому полум'ї ми дістанемо посередині одну виразну білу смугу /рис. 167/, а далі йдуть в обидва боки БАРВИСТІ смуги, що певним чином чергуватимуться з темними та білими /але вже не такими виразними/ смугами. Зрозуміти причину повстання такого з'явлення дуже легко. З рис. 163 видно, що величина  $\delta$  відступу по-між двома сусідніми найяснішими або найтемнішими місцями /т.зв. ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИМИ СМУГАМИ/ безпосередньо залежить від довжини хвилі світла  $\lambda$ .



Рис. 167.

Отже для промінів фіолетових ця величина буде найменшою, для промінів червоних - найбільшою. Через те мак-сімуми та мінімуми освітлення для різних складників білого світла припадатимуть на різні місця екрану. Поставимо собі завданням установити точну функціональну залежність по між величинами  $\delta$  та  $\lambda$ . Для цього звернемося до рис. 168. Точка  $a$  на екрані  $mm'$  є однаково віддалена від джерел світла  $\mathcal{L}'$  та  $\mathcal{L}''$ , через що в цьому місці ми маємо середину ясної смуги. Нехай положенням найближчих до цієї ясної смуг темних відповідають точки  $b'$  та  $b''$ . Виходочи з твердженів теорії, маємо сказати, що різниця ходу промінів  $\mathcal{L}'b'$  та  $\mathcal{L}''b''$  має виносити ПІВВАЛІ. Отже маємо:  $\mathcal{L}'b' = \mathcal{L}''b'' + \frac{1}{2}\lambda$ . Зазначимо відступ по між точками  $\mathcal{L}'$  та  $\mathcal{L}''$  через  $ab$  а відступ по між рівнобічними лініями  $\mathcal{L}'b'$  та  $mm'$  площа екрану є рівнобічна в лінію, що лучить джерела світла /через  $\mathcal{L}'$ /. Тоді в подібності трикутників  $\mathcal{L}'\mathcal{L}''E$  та  $Mab$  дістанемо:  $\mathcal{L}'\mathcal{L}'' = Mab : ab$ . Але в наслідок незначності  $ab$  відтилок  $Mb'$  досягає мало відрізняється по довжині од відтинку  $Ma$ . Через те приймаючи в приближенні  $Mb' = Ma$ , зможемо написати:

$$d : \frac{\lambda}{2} = l : \frac{\delta}{2};$$

$$\lambda = \frac{d \cdot \delta}{l}$$

звідки

/159/

Вип /159/ має дуже велику практичну вартість; він дозволяє на основі по-  
міру відстулу по між інтерференційними смугами мо-  
нохроматичного світла знаходити довжину хвилі ос-  
танього.

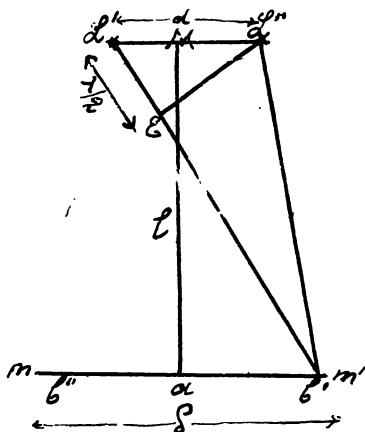


Рис. 168.  
промінів. Розглянемо па-

ф 106. У чистому вигляді з'явище інтерферен-  
ції світла може бути витворене лише в лабораторній  
обстановці, за поміччу спеціальних пристрів, у  
яких з'явище окреслюється досконало й виразно. Але  
інтерференцію світляного проміння можна також спо-  
стерігати і в умовах натуральних. Тонкі прозорі  
плитки у відбитому світлі грають ріжними барвами.  
Такими самими барвами віддає поверхня сталі при  
значному нагріванні, тонка верства олії на воді, та-  
кож залежале скло. З особливою яскравістю виявля-  
ється таке обарвлення в мильних баньках. Всім та-  
ким з'явищам дав пояснення Ньютон, показавши, що  
вони є виследом інтерференції світла.

Ознайомимося з цим поясненням. Нехай на скля-  
ну плитку  $AB$  /рис. 169/, товщина якої виносить  
 $h$ , падає жмуток рівнобіжних монохроматичних  
промінів -  $S\mathcal{L}$  та  $S'M$ . Кождий з таких  
промінів по часті відбивається від зовніш-  
ньої поверхні плитки  $AB$ , а почаси всту-  
пить до неї і визнає ламання. Осягнувши в  
точці  $N$  внутрішньої поверхні плитки  $AB$ ,  
перший промінь  $S\mathcal{L}$  почаси вийде за  
межі плитки, а почаси визнає відбиття й  
почне поширюватись в напрямку  $MQ$ ; вийшо-  
вши з плитки, цей промінь піде в напрямку

$OP$ , що буде взідним в напрямку  $MQ$   
проміня  $S'M$  після його відбиття від зов-  
нішньої поверхні плитки. Через те, що скло  
є оточеним з густотою БІЛЬШОЮ, ніж густота  
воздуху, відбиття першого проміння  $S\mathcal{L}$   
в точці  $N$  відбудеться без зміни фази /624/,  
навпаки відбиття другого проміння  $S'M$  в  
точці  $M$  відбудеться зі зміною фази при

$$\delta = 2\mathcal{L}N + \frac{\lambda}{2};$$

чому МАТИМЕ МІСЦЕ СТРАТА ПІВХВИЛІ. /Це на рисунку символично зазначено  
маденьким квадратиком/. Отже ріжній  $\delta$  ходу двох промінів  $OP$  та  $MQ$   
визначиться виразом:

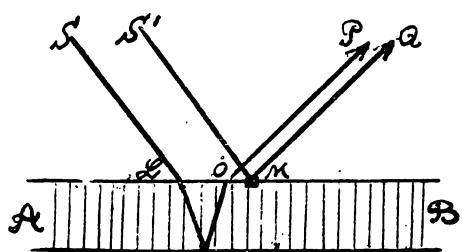


Рис. 169.

Як що кут падіння світла на плитку  $AB$  є незначним, то відтинки  $\mathcal{L}N$  та  $OP$   
дуже мало відріжняться від  $h$ . А через те без особливої помилки мо-  
жемо написати:

$$\delta = 2h + \frac{\lambda}{2}; \quad /160/$$

Величина  $h$  для цілої плитки має стала вартість. Отже як що ця вар-  
тість є такою, що задовільняється вимога

$$2h + \frac{\lambda}{2} = 2n \frac{\lambda}{2}, \text{ де } n=0, 1, 2, \dots \quad /161/$$

то /6 14/ напруження світла буде максимальним і вся плитка показуватиметь-  
ся нам освітленою. Як що ж вартість  $n$  є така, що задовільняється вимога

$$2h + \frac{\lambda}{2} = (2n+1) \frac{\lambda}{2}, \quad /162/$$

то напруження світла буде мінімальним і вся плитка показуватиметься неос-  
вітленою.

Так стоятиме справа поки ми користатимемо зі світла МОНОХРОМАТИЧНОГО. Як що ж ми візьмемо світло ПОЛІХРОМАТИЧНЕ, наприклад сонячне, то в наслідок різниць у довжинах хвиль складових його промінів при даній товщині плитки  $h$  для одних з них матиме місце змінення напруження, для інших же - навпаки його ослаблення. Безпосереднім вислідом цього буде порушення так би мовити "рівноваги" барв білого проміння. Частина складників останнього зникне, друга частина навпаки набуде особливого вияву. Все це спричиниться до того, що ВІДБИТЕ ПЛИТОЮ СВІТЛО БУДЕ ВЖЕ НЕ БІЛIM, А БАРВИ СТИМ. Барва його буде ВЗАЄМНО-ДОДАТКОВОЮ до TIGI БАРВИ, яку би витворювало ЗНИКLE ПРОМІННЯ. При різких товщинах плитки зникатиме РІЖНЕ проміння; а через те зміна товщини плитки потягає за собою зміну її барви. Це дуже виразно виявляється в мильних баніках; при невеликих розмірах, коли стінки є товщими, вони відають синьою барвою при великих розмірах, коли товщина стінок є меншою синя барва заміняється на золотисту. По характеру барви ми в кождий момент можемо обчислити товщину стінки баньки.

З'явіще обарвлення тонких плиток може спостерігатися не лише у ВІДБИТОМУ світлі, а також і в світлі НАСКРІЗНОМУ. Такий випадок /рис. I70/ відрізняється від першого

тим, що взори /I61/ та /I62/ будуть заступлені взорами  $h = n \frac{\lambda}{2}$ ; /I63/ /умова максимального освітлення/ та  $2h = (2n+1) \frac{\lambda}{2}$  /I64/ /умова мінімум освітлення/.

Описані вище з'явіща повстають також і тоді, коли світло зустрічає на своїй дорозі ТОНКУ ГАЗОВУ ВЕРСТВУ. Перебіг з'явіща в цьому випадку пояснює рис. I71.

Проміні, які витворюють інтерференцію при розгляді плиток в наскрізному світлі, для ясності рисунку показані на ньому пунктирними лініями. Як бачимо на цей раз при ламанні проміння  $S\Delta$  зміна фази відбувається аж для випадку наскрізного світла умова максимального освітлення напишеться:

$$h + \frac{1}{2} \lambda = n \frac{1}{2}, \quad /I65/$$

умовою мінімального освітлення буде:

$$2h + 2 \frac{\lambda}{2} = (2n+1) \frac{\lambda}{2}; \quad /I66/$$

Для світла відбитого збережуть сильну умови /I61/ та /I62/.

З'явіще інтерференції світла спостережено було Ньютона у наступній формі: як що вигнуте сферичне скло незначної кривизни покласти на плоску скляну плитку /рис. I72/, то у відбитому світлі видно концентричні БАРВИСТІ КОЛЬЦЯ, осередком яких є точка дотику  $O$ . Безпосередньо в цій точці знаходитьться ТЕМНИЙ КРУЖОК. При МОНОХРОМАТИЧНОМУ світлі барвисті кольця замінюються однотонними яскравими кольцями, що чергуються в темніми. /рис. I73/. Нехай луч ПЕРШОГО ТЕМНОГО КОЛЬЦЯ в  $A\bar{B}=z$ ; тоді, як що луч кривизни сферичного скла визначимо через  $d$ , а товщину воздушної верстви в точці  $B$  - через  $R$ , то з пропорції  $(\bar{C}\bar{D}-AO) : BA = \bar{B}\bar{A} : AO$  або:  $(2R-d) : z = z : d$ , дістанемо:

$$z^2 = (2R-d)d; \quad /I67/$$

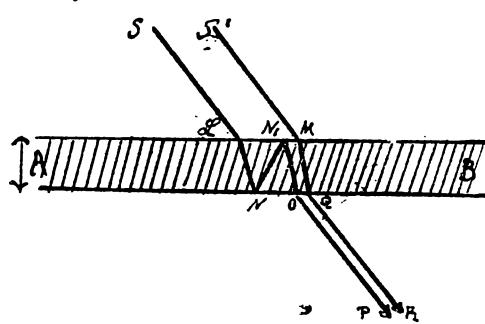


Рис. 170.

двічі. /в точках  $C$  та  $D$ /, через що

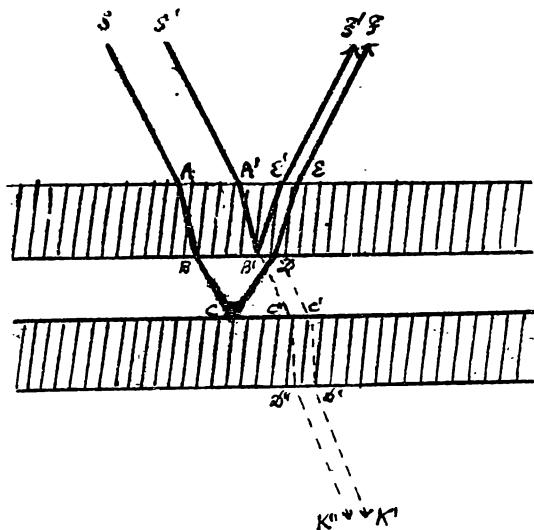


Рис. 171.

тімніми. /рис. I73/. Нехай луч ПЕРШОГО ТЕМНОГО КОЛЬЦЯ в  $A\bar{B}=z$ ; тоді, як що луч кривизни сферичного скла визначимо через  $d$ , а товщину воздушної верстви в точці  $B$  - через  $R$ , то з пропорції  $(\bar{C}\bar{D}-AO) : BA = \bar{B}\bar{A} : AO$  або:  $(2R-d) : z = z : d$ , дістанемо:

величина  $d$  у порівнянні до  $2R$  є дуже малою, а через те вираз /167/ можна переписати в простішому вигляді так:

$$z^2 = 2Rd, \quad /168/$$

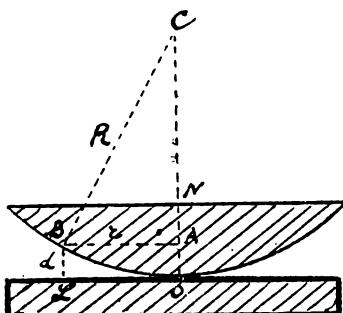
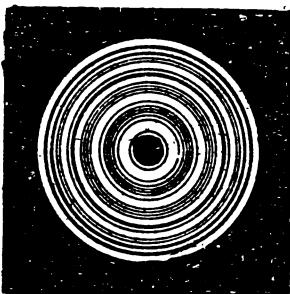


Рис. 172.

маємо можливість обчислити довжину хвилі монохроматичного світла  $\lambda$ . Отже дістанемо:

$$\lambda = \frac{z^2}{R} \quad /170/$$

Рис. 173.



$$d = \frac{z^2}{2R}$$

Знаючи вартість величини  $d$  з виразу

$$\frac{1}{2} = d \quad \text{або} \quad 1 = 2d \quad /169/$$

§ 106. З'явлення інтерференції створює ґрунт для збудовання ПРАКТИЧНОЇ МЕТОДИ ДУЖЕ ТОЧНОГО ПОМІРУ ДОВЖИНІ. Здійснення цього ми маємо в сконструйованому МАЙКЕЛЬСОНом пристрой, що має назву ІНТЕРФЕРОМЕТРА. Схему його подає рис. 1.74. Промінь монохроматичного світла  $S^0$  зустрічає під

кутом  $45^\circ$  скляну плитку  $P$ , що має докладно рівнобіжні стінки. Промінь почали відбивається від поверхні плитки, а почали проходить через неї, зачинаючи при цьому ламання. Як відбитий промінь  $OS'$ , так і зламаний  $OS''$  зустрічають на своїй дорозі дзеркала  $AB$  та  $CD$ , площини яких є прямовідповідні напрямків поширення згаданих промінів. Відбившися від дзеркал, проміні вертають первісною дорогою до плитки, після чого промінь  $OS''$  відбивається від її поверхні і йде в напрямку  $OM$ , а промінь  $OS'$ , зазнавши ламання, йде в напрямку  $OM'$ . Такі два проміні  $OM$  та  $OM'$  інтерферують поміж собою, даючи той або інший ефект у залежності від різниці фаз. Уявимо тепер, що одне з дзеркал нашого пристроя, наприклад дзеркало  $AB$ , є РУХОМЫМ, може пересуватись за поміччу мікрометричної шрубы. Надамо йому таке положення при якому інтерференція промінів  $OM$  та  $OM'$  дає максимальне освітлення. Пересунемо його тепер в той або інший бік на такий відступ  $d$ , щоби витворилося максимальне затемнення. Тоді ми матимемо:  $d = \frac{1}{4}$  бо дорога проміння змінилася на величину  $2d$ , звідки дістанемо:

$$\lambda = 4d; \quad /171/$$

Такою дорогою можна поміряти довжину хвилі будь якого монохроматичного світла і далі, взявши її за одиницю довжини, виразити в таких одиницях будь яку іншу довжину. Є видимим, що такі "світлові одиниці" мають величезні переваги перед будь-якими іншими. Вони є "натуальними", витвореними самою природою, і через те в повній мірі відповідають тому ідеалу, до якого намагалися наблизитися творці метричної системи. Згідно досліджень Майкельсон і метр. = 1.553.163,5  $\lambda$ , = 2.083.372,1  $\lambda_2$ , де  $\lambda$ , є довжина хвилі червоної лінії кадмієвого спектру, а  $\lambda_2$ , є довжина блакитної лінії того-ж спектру.

§ 107. В теоретичному випадку /§ 25/ ми ознайомилися з т.зв. СТОЯЧИМИ ХВИЛЯМИ і пізніше /§ 43/ мали нагоду переконатися в існуванні таких хвиль у звукових процесах. Ставчи так само й при дослідженні світлових з'явлення на ґрунт хвильстої теорії, маємо сказати, що при відбиванні

СВІТЛЯНИХ промінів також мають витворюватися стоячі хвилі. Дійсно коли рівнобіжний жмуток однорідних промінів /поверхня хвилі для якого в площа/ падає нормальню на плоске дзеркало  $AB$  /рис. I 75/, то у висліді зустрічі

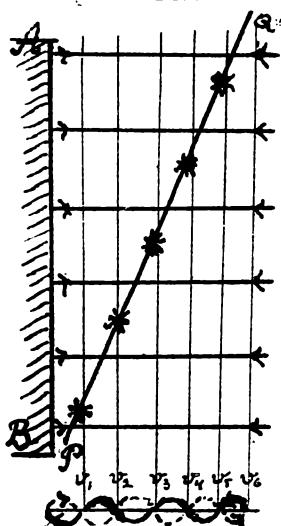


Рис. I 75.

промінів відбитих з проміннями первісними в цілому жмутку мають повстati ВУЗЛИ та ВИДУТИ. Геометричними місцями іх розташувань служитимуть площини, рівнобіжні до площини  $AB$ . Для вузлів такими площинами, крім  $AB$ , будуть:  $v_1, v_2, v_3, v_4, v_5, v_6, \dots$  Внаслідок незначності розмірів самих хвиль, дуже незначними будуть і відступи по між такими вузловими площинами. Це з'являється причиною, по якій перевірити досвідною дорогою факт існування вузлів а справкою невивчайно тяжко. Шлях до ції по-лекшення було знайдено ВІНЕРОМ (Wiener). Ідея його полягала в наступному: як що на дорозі жмутку промінів в помістити плоску світлочуйну плитку  $\sigma\varphi$ , що з площею дзеркала  $AB$  витворювала би малий кут /була маджі рівнобіжна до неї/, то інтервали по між місцями зустрічі цієї плитки з вузловими площинами /на рисунку такі місця відмічені зірками/ будуть значно більшими від інтерва-

лів по між сусідніми вузловими площинами. Через це існування вузлів викрити буде значно лекше. Користуючи з проворої, дуже тонкої, фотографічної плівки, Вінеру пощастило дістати образи, що дали безпосереднє ствердження існування стоячих світляних хвиль.<sup>9</sup>

ка 0 9 I 08. Перейдемо до розгляду з'явища ДИФРАКЦІЇ СВІТЛА. Нехай точка  $O$  /рис. I 76/ означає собою джерело монохроматичного світла, від якого

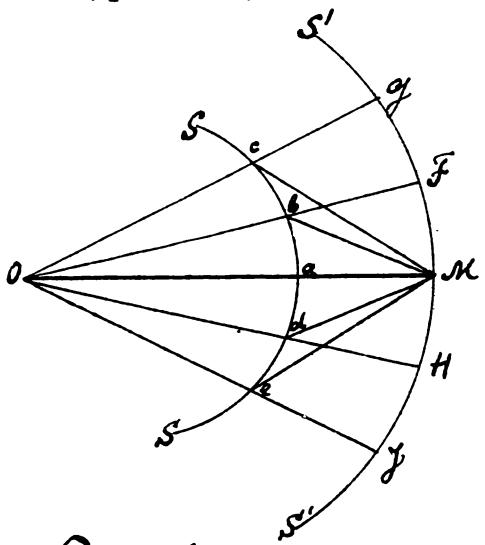


Рис. I 76.

останнє поширяється в усіх напрямках. Як нам відомо, в ізотропному оточенні поверхні хвилі з'являється СФЕРА. Розглянемо дві такі співосередні сфери  $SS'$  та  $S''S'''$ . Уважатимемо, що на поверхні останньої міститься точка спостереження  $M$ . Всі послідовні міркування своїми стосуватимемо до нашого ПЛОСКОГО рисунку, відносної їх однаке до дійсних ПРОСТОРОВИХ ОБРАЗІВ. Зазначимо довжину освітленої хвилі через  $\lambda$ . Нехай далі точка зустрічі проміння  $OM$  з поверхнею

$S''S'''$  буде  $\alpha$ . Виберемо на названій поверхні такі точки  $b, c, d, e, \dots$ , що задовільняли би наступним умовам:

$$MB = Ma + \frac{1}{2}; MoB = Ma + \frac{1}{2}; Mc = Ma + \frac{1}{2}; Me = Ma + \frac{1}{2}$$

Розглядаємо елементи поверхні  $SS'$ ,  $ab$ ,  $ad$ ,  $bc$ ,  $de, \dots$ . Яку б точку на елементі  $ab$  /або  $ad$ / ми не взяли, завше на елементі  $bc$

/або  $de$ / знайдеться така друга точка, довжина проміння для якої буде більшої від довжини проміння для першої точки на  $\frac{1}{2}\lambda$ . Отже два названі промінні, зійшовши в точці  $M$ , зважно знищаться. Це матиме місце для всіх без винятку точок поверхні  $SS'$ , за винятком точки  $\alpha$ . Промінь  $O\alpha$  не матиме відповідного проміння, інтерференція з яким знищила би його. Через те в усіх проміннях, які, на основі ЗАСАДИ ГЮЙЕНСА, висилає поверхня  $SS'$ , до точки  $M$  дійде один - єдиний промінь  $aM$ . Таким чином око, вміщене в точці  $M$ , бачитиме світло ЛІШЕ В НАПРЯМКУ  $MO$ .

Отже приходимо до такого висновку: ПРИ ВІЛЬНОМУ ПОШИРЕННІ СВІТЛА ОСТАННЄ ДО КОЖНОЇ ТОЧКИ ПРОСТОРУ ПОТРАЩЛЯЕ ПРОСТОЛІНІЙНОЮ ДОРОГОЮ; ЧЕРЕЗ ТЕ З ТАКОЇ ТОЧКИ ДЖЕРЕЛО СВІТЛА ВІДКО В НАПРЯМКУ,

X) Спираючись на описаний нами з'явниця інтерференції ЛІПМАН /Lipman/ розвробив свою методу фотографії в сарвах..

який визначається лінією, що йде від точки до джерела світла.

Інакше стоять справа, коли світло на дорозі свого поширення здібува будь які перепони; нехай наприклад поверхня світляної хвилі  $S'$  /рис.

$I^{77}$ / вустрічає на своїй дорозі щілину  $AB$ . Тоді для всіх точок в межах  $KA'B'L$  матимемо місце попередня умова, себ-то до кождої з них від джерела світла дійде ОДИН ПРОСТОЛІНІЙНИЙ ПРОМІНЬ. В інших умовах знаходитимуться точки, принадлежні до тіньової зони, наприклад точка  $M$ . Вібере-ремо на поверхні хвилі  $S'$  низку точок:  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \varepsilon, \vartheta, \dots$  що задовільняли би умові:

$$\begin{aligned} M\alpha &= M\beta + \frac{1}{2}; & M\beta &= M\gamma + \frac{1}{2} \\ M\gamma &= M\delta + \frac{1}{2}; & M\delta &= M\varepsilon + \frac{1}{2}, \\ M\varepsilon &= M\vartheta + \frac{1}{2}; \end{aligned}$$

/I77/

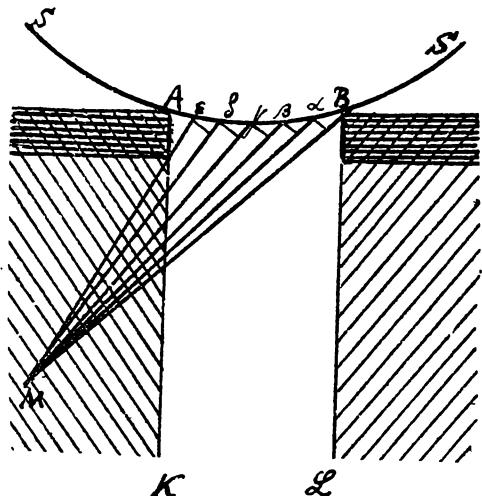


Рис. 177.

справа ПРИ ДУЖЕ МАЛІЙ ЩІЛИНІ. Тоді замісьць дуже численої кількості елементів поверхні, яка була в нас, попереднього разу /на рисунку їх було не-багато, але в уяві дуже багато/, ми матимемо вже кількість таких елемен-тів зовсім ОБМЕЖЕНУ. В таких умовах не лише для одного, а навіть і для де-кількох промінів, /що творитимуть на цей раз помітну частину всього комплексу/ може не знайтися відповідних промінів, інтерференція в яких привела би їх до знищення. Отже ПРИ НАЗВАНИХ УМОВАХ ЗАГАСАННЯ СВІТЛА В НАСЛІДОК ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ МОЖЕ БУТИ НЕ ПОВНИМ, А ЛІШЕ ЧАСТОВИМ /І В ПЕВНИЙ МІРІ ПРОМІНІ СВІТЛА ПОТРАЛЯТИМУТЬ ТАКОЖ І ДО ТІНЕВОЇ ЗОНИ/. Це дійсно спостерігається на досвіді. Перепускаючи світло через вузьку щілину ми крім ясної смуги  $OO$  /рис. 178/, що відповідала би цій щілині, дістаємо на екрані цілу низку ясних смуг  $\alpha\alpha, \beta\beta, \gamma\gamma, \delta\delta, \varepsilon\varepsilon, \vartheta\vartheta, \dots$ , розміщених симетрично згідно смуги  $OO$ ; по-між кождої пари ясних смуг міститься смуга темна. Є зрозумілим, що темні смуги відповідають місцям, де відбувається ПОВНЕ взаємне знищенння промінів, які смуги визначають місця, де відбувається лише ЧАСТКОВЕ знищенння. /Зічні ясні смуги завше є значно слабшими по освітленню від центральної смуги  $OO$  ; інтенсивність їх, далі, швидко міліє в міру віддалення від названої смуги/.

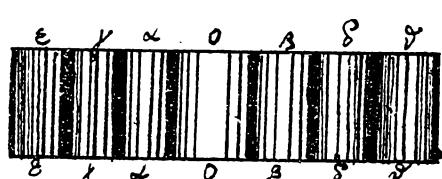


Рис. 178.

Зі з'явичем дифракції світла при проходженні останньою через малі щілини можна ознайомитися в такого примітивного досвіду. Проробимо в ме-талевій плитці /або в картоні/ маленьку правильної круглої форми дірочку й поставимо цю плитку в безпосередній близості до інтенсивного джерела світла. Тоді через дірочку пройде дуже вузенький, але яскравий жмуток промінів. Як що будемо розглядати його через другу таку ж дірочку в кар-тоні, приставленому до ока, то побачим довколо малесенького світлого дис-ку, що відповідає першій дірочці, тоненьке темне кільце, а за ним далі подібне до нього кільце свіtle.

Вище ми ознайомилися з дифракцією світла при проходженні останнього через **ВУЗЬКІ ЩІЛИНИ**. Подібним же чином відбувається з'явлення у випадках **МАЛОГО /НЕПРОЗОРОГО/ ТІЛА** та **ШИРМИ**. В першому з цих випадків ми дістаемо смуги як у тіневій зоні /ясні/, так і по за нею /темні/. Внутрішні смуги наприклад центральна смуга  $\alpha$  /рис. 179/ витворюється у висліді інтерференції промінів, що проходять в безпосередній близькості тіла. Зовнішні темні смуги  $\beta\gamma\delta$  повстають у наслідок інтерференції промінів, що

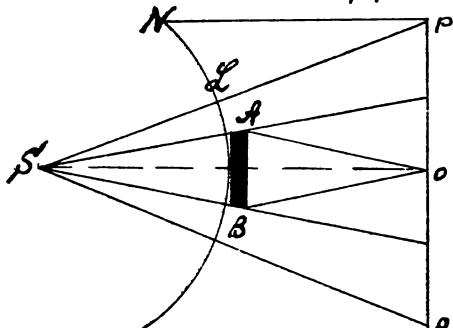


Рис. 179

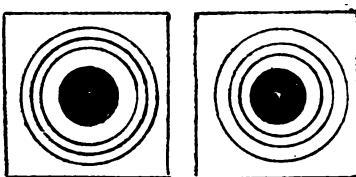


Рис. 180.

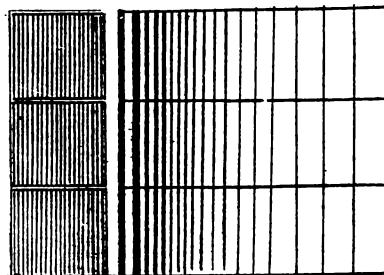


Рис. 181.

йдуть від більше віддалених елементів / $\alpha$ ,  $\beta$ / поверхні хвилі. У випадку круглого тіла з'явлення має вигляд, показаний на рис. 180. Подібно до того як виступає дифракція у випадку ШИРМИ. Тоді з'явлення має вигляд, показаний на рис. 181.

Перейдемо до математичного аналізу з'явлення дифракції. Розглянемо знову таки випадок ВУЗЬКОЇ ЩІЛИНИ. Нехай на таку щілину  $AB$  /рис. 182/

прямово до неї падає рівнобіжний жмуток промінів. На екрані  $SE$  віддасть образ  $KL$  щілини  $AB$ . Але в наслідок дифракції від поверхні хвилі, що осягла щілину, пійдуть також проміні в СКІСНИХ НАПРЯМКАХ. Розглянемо такий скісний жмуток, обмежений проміннями  $AM$  та  $BN$ , що з основними проміннями  $AK$  та  $BL$  витворюють кут  $\alpha$ . Виберемо вартисть цього кута такою, щоби різниця  $AC - BC$  ходу двох крайніх промінів рівнялася довжині хвилі / $\delta = 1/\lambda$ /.

Розглянемо промінь  $AO$ , що займає середнє положення по між  $AM$  та  $BN$ . Цей промінь поділить наш жмуток на дві рівні частини; різниця ходу крайніх промінів для кожної з них виноситиме  $1/2$  /для однієї  $1/2$  для другої  $1/2 - 0$ / . Отже для кожного проміння в одній частині жмутку знайдеться відповідний промінь у другій частині жмутку, що склавшися з пер-

шим, ПОВНІСТЮ ЙОГО ЗАГАСИТЬ. Таким чином інтервал  $MN$  займатиме на екрані **ТЕМНА СМУГА**.

Візьмемо далі жмуток ще більше скісний й підберемо таку вартисть кута  $\alpha$ , при якій  $\delta = 3/2 \lambda$ . Тоді, розбивши подібно до попереднього наш жмуток на три частини, скажемо, що двоє з таких частин взаємно знищаться й лишиться тільки одна третина жмутку, що дасть уже ЯСНУ СМУГУ. Як бачимо напруження світла в тій частині екрану, що відповідатиме цій смузі, буде в порівнянні до смуги  $KL$  ПОМІТНО ЗМЕНШЕНИМ. При вартисти

$\delta = 2\lambda$  матимемо нову темну смугу, а при вартисти  $\delta = 5/2 \lambda$  дістанемо знову смугу ясну /що буде ще слабшою від попередньої, бо відповідатиме напруженню світла в 5 разів меншому від напруження основної смуги/. Таким чином бачимо, що ЯСНИМ смугам відповідають вартисти  $\delta$ :

$$\delta = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$$

$$\text{або загалом: } \delta = (2n+1) \frac{1}{\lambda} .$$

## ТЕМНЫЙ ВАРТОСИ:

$\delta = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$  або загалом:  $\delta = n\lambda.$  /174/

д е  $n^2$  0, 1, 2, ... -

З рисунку бачимо, що  $\delta = S \cdot \sin \alpha$ , де  $S = AB$  є ширинами щілинни. А через те для ясних смуг маємо наступні вартості кута відхилення  $\alpha$ :

$$\sin \alpha = \frac{1}{2}s, \frac{3}{2}s, \frac{5}{2}s, \dots$$

або загалом

$$\sin \alpha = \frac{(2n+1)\pi}{2s}, \text{ where } n=0, 1, 2, \dots \quad \dots \quad \dots /175/$$

для ТЕМНИХ:

$$\sin \alpha = 1/s, 2/s, 3/s, \dots$$

або загалом

$$\sin \alpha = \frac{n\lambda}{s}, \quad \text{for } n=0, 1, 2, \dots \quad \dots \dots \dots /176/$$

Зазначимо віддалення першої темної смуги від центральної ясної че-  
рез  $d$ . Тоді, як що відступ по між щілиною та екраном виносить  $d$ , ми  
дистанемо:

$$tg\alpha = \frac{v}{d}; \quad |I77|$$

Для першої темної смуги ми маємо:  $A = S \cdot \sin \alpha$

260

$$\lambda = \frac{s \cancel{t_{\text{fox}}}}{\sqrt{r \cancel{t_{\text{fox}}^2}}} ; \quad \lambda = \frac{s v}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}} ; \quad /178/$$

При більш-менш значному віддаленні екрану від щілини величина  $d$  в порівнянні до  $a$  є дуже малою, а через те вираз  $\frac{1}{178}$  можна замінити простішим

$$\lambda = \frac{s_+ v}{\omega} ; \quad |179|$$

Варіант /179/ дозволяє на основі померу величини  $S$  та ширини щілини та відступу по між темною та ясною смугами, знайти довжину хвилі даного джерела світла.

Цей вівір має велику практичну вартість.

Зі звору /179/ дістаємо ще другий:

$$J = \frac{I \cdot d}{S} ; \quad /180/$$

який показує, що інтервал по між двома сусідніми смугами є тим більшій, чим більшою є довжина хвилі і чим вужчою є щілина.

Взори /175/ та /176/ показують що відхилення промінів є пропорціональне до довжини хвилі, це приводить нас до важливого практичного висновку: ПРИ ДИФРАКЦІЇ СКЛАДНОГО ПОЛІХРОМАТИЧНОГО СВІТЛА РІЖНІ ЙОГО СКЛАДНИКИ ЗАЗНАЮТЬ РІЖНИХ ВІДХИЛЕНИЬ. ПРИ ДИФРАКЦІЇ БІЛОГО СВІТЛА НАЙБІЛЬШОГО ВІДХИЛЕННЯ ЗАЗНАЕ ЧЕРВОНЕ ПРОМІННЯ, НАЙМЕНШОГО - ФІОЛЕТОВЕ ПРОМІННЯ. Отже бачимо, що з'явіще дифракції світла може бути використане для витворення спектру. Одержані таким чином спектр називається СПЕКТРОМ ДИФРАКЦІЙНИМ. Зі скаваного вище слідує, що ПОРЯДОК РОЗМІЩЕННЯ БАРВ У СПЕКТРИ ДИФРАКЦІЙНОМУ є ВІДВОРОТНИМ ТОМУ, ЯКИЙ МАЄ МІСЦЕ В СПЕКТРИ ПРИЗМАТИЧНОМУ. Реальним засобом, що зуживается на практиці до витворення дифракційних спектрів, є ДИФРАКЦІЙНА СІТКА. Уявляє вона собою скляну плитку, на якій за поміччу алмазового різця дуже густо напесено низку штрихів. Ці штрихи є дуже правильними, докладно по між собою рівнобіжними й відділені один від другого такими ж правильними інтервалами, що мають ширину, рівну ширині самих штрихів. Дифракційні сітки наших днів уявляють собою одно з чудес сучасної техніки. На інтервалі в 1 дюйм вони мають до 17.000 штрихів. За поміччу таких сіток можна діставати спектри як у світлі відбитому, так і світлі наскрізнюму.

Через те, що відхилення промінів є просто-пропорціональними до довжині світлої хвилі, розподілення барв у дифракційному спектрі є ПРАВИЛЬНО-РІВНОМІРНИМ. Це є однією з найбільших переваг спектрів дифракційних перед спектрами призматичними.

На основі взорів /175/, мірючи за поміччу спектрометра варності

кутів, що відповідають 1-й, 2-й, .... ясній смузі /при монохроматичному світлі/, можна з великою докладністю обчислити довжину хвилі джерела світла.

З'явище дифракції світла ми досить часто спостерігаємо в повсякденному житті, не звертаючи лише на цього уваги. Коли наприклад через густу матерію парасолю пробивається іскраве сонячне проміння, клітинки тканини видуються обарвленими. Теж саме помічаемо розглядаючи супроти сонця фотографічний негатив; нерівна зерниста структура його емульсії спричиняється /з'явленням дифракційних з'явищ/. Так само у відбитому сонячному світлі віддає барвами поверхня сталевих предметів. З більшою виразністю теж з'явище повтояє на поверхні ПЕРЛАМУТРУ. Барвисті кольця, /незначних розмірів/, що повстають часом /при занечищенні водяною парою або порохом атмосфері/ довколо Місяця та Сонця, також знаходять собі пояснення як один з виявів дифракції світла.

§ 109. Перейдемо тепер до ознайомлення зі з'явищем ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА. Внутрішній зміст з'явища поляризації відомий вже нам з теоретичного викладу /§ 27/. Отже на основі тверджень хвильстої теорії маємо сказати, що в звичайному, несполяризованому проміні дрогання відбуваються в УСІХ МОЖЛИВИХ НАПРЯМКАХ, які обмежені лише тим, що всі без винятку мають лежати в площах <sup>показано</sup> до лінії проміння; навпаки в проміні споляризованому такі дрогання можуть відбуватися ЛІШЕ В ОДНОМУ-ЄДИНОМУ НАПРЯМКУ, що визначається лінією зустрічі площини поляризації з площею дрогань /прямовою до лінії проміння/. Таким чином всі точки  $M_1, M_2, M_3, M_4, \dots$  /рис. 183/

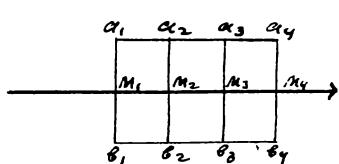


Рис. 183.

відбуваються свої рухи здовж простих  $a_1 b_1, a_2 b_2, a_3 b_3, a_4 b_4, \dots$ , що всі вони лежать в площині поляризації. Окреслене вище з'явище ми назовемо ПОЛЯРИЗАЦІЮ ПРОСТОЛІНІЙНОЮ. Простолінійна поляризація світла може повстать при різких умовах, а саме при ВІДБИВАННІ світла, та при ЙОГО ЛАМАННІ /ЗВИЧАЙНОМУ ТА ПОДВІЙНОМУ/, Ми вже мали також нараду довідатися про те, що простолінійна поляризація підпадає та проміння, яке висилають фосфоресційні тіла.

При відбиванні та ламанні світло паліризується не завше; навпаки, щоби повстало з'явище поляризації є необхідним додержання точно означеної умови. Ця умова полягає в тому, що НА ДАНЕ ТІЛО, ЯКЕ ВІДБИВАЄ ЧИ ЛАМАЄ СВІТЛО, ОСТАННЕ МАЄ ПАДАТИ ПІД ПЕВНИМ КУТОМ  $\alpha$  ДІСТАЕ НАЗВУ КУТА ПОЛЯРИЗАЦІЇ НОГО ДЛЯ КОЖНОГО ТІЛА МАЄ СВОЮ ПЕВНУ ВАРТИСТЬ. Наприклад для шкла поляризаційний кут виносить біля  $55^\circ$ .

Нехай на скляне дзеркало  $AB$  /скляну плитку, не вкриту амальгамою/ падає під кутом у  $55^\circ$  /рис. 184/ промінь світла  $SO$ . Відбитий промінь  $OO'$  в купі з первісним проміннем  $SO$  визначить площа відбиття  $SOO'$ . Як що тепер дзеркало  $AB$  ми почнемо обертати довколо осі  $SO$ , напрямок якої визначається напрямком первісного проміння, то площа відбиття змінюватиме своє положення; виследом цього буде зміна напрямку поширення відбитого проміння. Однаке по за цим жадних інших змін не зайде й напруження відбитого світла при всяких положеннях дзеркала  $AB$  буде однаковим /у чому легко переконатися, вмістивши на дорозі відбитого проміння екран/. Уявимо тепер далі, що після відбиття від дзеркала  $AB$  промінь зустрічає, знову таки під кутом у  $55^\circ$ , дзеркало  $CD$ , площа якого є рівносіжною до площини первого дзеркала. Почнемо змінювати таке положення дзеркала  $CD$  дорогою обертання його довколо осі  $OO'$ , що визначається лінією відбитого від  $AB$  проміння. Ми помітимо

при цьому зменшення напруження світла, що тягло зростатиме в міру наближення відстані кута обороту від  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Коли названий кут стане рівним  $90^\circ$ , себ-то площа відбиття проміння від дзеркал  $CD$  та  $AB$  перехре-

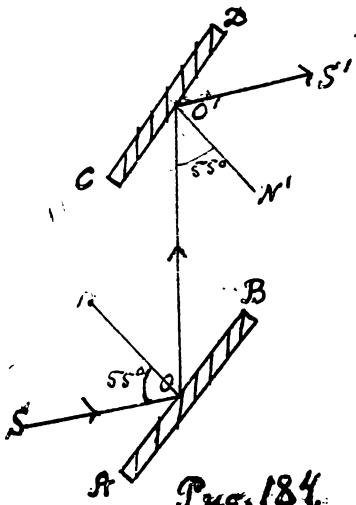


Рис. 184.

щуватимуться під прямим кутом, ми дістанемо МІНІМУМ ОСВІТЛЕННЯ. /якже повну пільгу/ При послідуочому зрості кута обороту матиме місце ЗРІСТ НАПРУЖЕННЯ СВІТЛА аж поки при вартості кута в  $180^\circ$  ми не дістанемо новогого МАКСІМУМА ОСВІТЛЕННЯ. При куті обороту в  $270^\circ$  ми знову матимемо мінімум освітлення і нарешті при куті в  $360^\circ$  прийдемо до первісного положення /максімума/. Наведену вище залежність по між напруженням освітлення та різними кутами обороту /азімутами/ аналізатора символічно подає рис. I85/

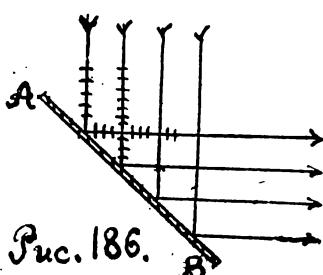


Рис. 186.

Отже бачимо, що за поміччу дзеркала  $C\theta$  нам пощастило встановити той факт, що натуральний промінь світла, відбившись від шкляної плитки дзеркала  $A\beta$ , під кутом у  $55^\circ$ , СТРАТИВ ПЕРВІСНІ СВОІ ВЛАСТИВОСТІ, що-то ЗДІБНОСТЬ ВІДБИВАТИСЯ ОДНАКО В ОВСІХ НАПРЯМКАХ. Тепер уже, як бачимо, на процес відбиття світла впливає ПОЛОЖЕННЯ ПЛОЩІ ВІДБИТТЯ й світло виявляє себе лише тоді, коли площа відбиття  $00^\circ$  є РІВНОБІЖНА /кут обороту виносить  $0^\circ$  або  $180^\circ$ / з т.зв. ПЛОЩЕЮ ПОЛЯРИЗАЦІЇ  $500'$ . Світло зникає зовсім, коли площа відбиття є ПРЯМОВА /кут обороту виносить  $90^\circ$  або  $270^\circ$ / до площи поляризації  $500'$  і є ослабленим при перехрещенні двох площ під кутами меншими від прямого.

В наведеному вище досвіді світло поляризувалося вже через відбиття від першого дзеркала  $A\beta$ ; однаке для того, щоб ВИЯВИТИ поляризацію ми змушені були з'ужити другого дзеркала -  $C\theta$ , без якого викрити споляризовання світла ми були би не в стані. Відповідно до таких своїх ролей дзеркало  $A\beta$  дістає назву ПОЛЯРИЗАТОРА, дзеркало  $C\theta$  - АНАЛІЗАТОРА.

З'явіще поляризації світла було викрито МАЛЮСОМ /Malus, 1775 - 1812/, року 1808. Одного літнього вечора Малюс, дивлючись через плитку з вапнякового шпату на вікна люксембургського палацу в Парижі, які яскраво віблискували на вечірньому сонці, помітив, що при певному положенні плитки в де-кількох образів сонця лишається видимим тільки один. Малюс перевів мизку досвідів з іншими джерелами світла, проміння яких відбивалося від водяної або шкляної поверхні. Через ці досвіди він прийшов до висновку, що В ТОЙ ЧАС, КОЛИ В НАТУРАЛЬНОМУ ПРОМІНІ МАЄ МІСЦЕ ПОВНА СИММЕТРІЯ /зглядно лінії проміння/ В ПРОМІНІ СПОЛЯРИЗОВАНОМУ НАЛЕЖИТЬ ВВАЖАТИ ПРИСУТНІСТЬ СИММЕТРІЇ ЛІШЕ ЧАСТОВІ /зглядно площи поляризації/. Такий висновок був першим кроком у напрямку з'ясування внутрішнього змісту з'явіща поляризації світла. Дальші кроки в тому ж напрямку зроблено було ФРЕНЕЛЕМ /Fresnel, 1788 - 1827/ та ЮНГом /Thomas Young, 1773 - 1829/. Перший з них, стаючи на грунт хвилястої теорії, прийшов до висновку, що два проміні, споляризовані у взаємно - прямових площах, не можуть взаємно інтерферувати. На основі цього ЮНГ висловив думку, що В СВІТЛЯНОМУ ПРОМІНІ ДРОГАННЯ ПОВИННІ МАТИ ПОПРЕЧНИЙ ХАРАКТЕР. Пізніше /1821/ Френель зміцнив цю думку й висунув цілу укінчену теорію, що мала пояснити з'явіще поляризації як простолінійної, так і колової та еліптичної. Ще пізніше Френель зробив спробу пояснити з'явіще подвійного ламання світла в кристалах.

Приймаючи Френелеву теорію, що намагається пояснити природу світляних дрогань, маємо сказати, що В СПОЛЯРИЗОВАНОМУ СВІТЛЯНОМУ ПРОМІНІ ДРОГАННЯ ВІДБУВАЮТЬСЯ В ПЛОЩІ, ПРЯМОВІДНО ДО ПЛОЩІ ПОЛЯРИЗАЦІЇ? На користь такого твердження промовляє наступний досвід: нехай на дзеркало  $A\beta$  /рис. 186/ спадає під кутом  $45^\circ$  рівнобіжний імуток промінів. Тоді ці первісні проміні при зустрічі з проміннями відбитими можуть витворити СТОЯЧІ ХВИЛІ лише при тій умові, що дрогання відбуваються в площи ПРЯМОВІДНО ДО ПЛОЩІ ПАДІННЯ, бо в противному разі дрогання в проміннях відбитих відбуватимуться в напрямках прямових до напрямків дрогань у проміннях первісних /як то показано на рисунку/, і стоячі хвилі повстали ніяк не зможуть. Досвід як раз стверджує факт істнування світляних вузлів, підpirаючи таким чином наведене вище теоретичне твердження.

х/ Крім Френеля спробу пояснення механізму світляних дрогань зробив НАЙМАН /Neumann/. Згідно теорії Наймана у споляризованому проміні дрогання відбуваються в самій площи поляризації. Однаке теоретичні дослідження недавніх часів показали, що всі переваги схиляються на бік теорії Френеля.

§ II. З'явіще поляризації повтоє не лише при відбиванні світла, а також і при його ламанні. Нехай, наприклад, промінь світла  $s_0$  /рис.

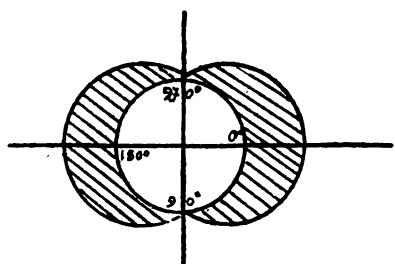


Рис. 186.

187/ падає під кутом у  $55^\circ$  на шкляну плитку  $AB$  і, пройшовши через неї, під тим же кутом зустрічає плитку  $A'B'$ , рівнобіжну першій. Тоді цей промінь почали відбиватися від поверхні плитки  $A'B'$  простує в напрямку  $O''S''$ . Почнемо тепер обертати плитку  $A'B'$  довколо осі  $O''O''$ ; тоді помітимо, що напруження світла у відбитому проміні  $O''S''$  тягло змінюється, ОСЯГАЮЧИ МАКСИМУМА ПРИ КУТАХ ОБОРОТУ В  $90^\circ$  ТА  $270^\circ$  /коли площа падіння проміні на обидві плитки є ВЗАЄМО-ПРЯМОВІ/ І ВЕРТАЮЧИ ДО МІНІМУМА ПРИ КУТАХ ОБОРОТУ В  $0^\circ$  ТА  $180^\circ$  /коли площа падіння є по між собою РІВНОБІЖНІ/.

Наведену вище залежність по між напруженнями освітлення та різними кутами обороту /азімутами/ аналізатора символічно подає рис. 188. Таким чином ми констатуємо факт поляризації світла в проміні  $O''O''$ , що вказав перед тим ламання в плитці  $AB$ .

Нам уже відомо, що в споляризованому проміні напрямок світляних дрогань є прямовим до площи поляризації; при даній схемі досвіду площа поляризації є прямова до площи рисунку, а через те ДРОГАННЯ ВІДБУВАЮТЬСЯ В ПЛОЩІ РИСУНКУ. Вище ми з'ясували, що при тих же умовах у відбитому проміні дрогання відбуваються в площі прямової до площи рисунку. Отже приходимо до важливого висновку: ПЛОЩІ СВІТЛЯНИХ ДРОГАНЬ У ПРОМІНЯХ ЗЛАМАНОМУ / $0^\circ$  О $^\circ$  О $''$  S $''$ / ТА ВІДБИТОМУ / $O''S''$ / є ПЛОЩАМИ ВЗАЄМО-

Рис. 188.

ПРЯМОВИМИ.

Для досвідної перевірки наведених вище законів поляризації служить т.зв. ПРИЛАД НЮРЕНБЕРГА /Нюренберг/. Головними складовими його частинами з'являються ліва двеокала  $\mathcal{P}$  та  $A$ . /рис. 189/. Перше з них уявляє собою ПРОЗОРУ шкляну плитку, що виконує функції ПОЛЯРИЗАТОРА, друге, виготоване з ЧОРНОГО ШКЛА, з'являється АНАЛІЗАТОРОМ. Промінь світла падає на дзеркало під кутом у  $55^\circ$  і, відбившися від нього, простує /вже споляризований/ додолу, де відбивається від дзеркала  $\mathfrak{D}$  й повертає назад. Пройшовши через плитку  $\mathcal{P}$ , він потрапляє на дзеркало  $A$ , що за поміччу кольцевої вкладинки  $K$  може обертатися довколо прямовісної осі. Поділки, що нанесені на лімбі  $L$ , дозволяють відраховувати кути обороту аналізатора. Прилад має ще одну частину, а саме столик  $S$  в проворотою шклямою середином й лімбом  $L'$ ; він послуговує для дослідження з'явившої поляризації світла в різних прозорих тілах.

§ III. Той факт, що з'явивше поляризації світла при його відбиванні /а також ламанні/ виступає з ПОВНОЮ СИЛОЮ ПРИ ПЕВНИЙ, ТОЧНО-ОЗНАЧЕНИЙ ДЛЯ КОЖНОГО ОТОЧЕННЯ ВАРТОСТИ ПОЛЯРИЗАЦІЙНОГО КУТА, цей факт мимоволі приводить до гадки, що ПО МІЖ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИМ КУТОМ ТА СОЧИННИКОМ ЛАМАННЯ ТІЛА МАЕ ІСТНУВАТИ ПЕВНИЙ СТАЛИЙ ЗВЯЗОК. До викриття форми такого зв'язку прийшов /року 1813/ БРУСТЕР. Т.званий ЗАКОН БРУСТЕРА голосить наступне:

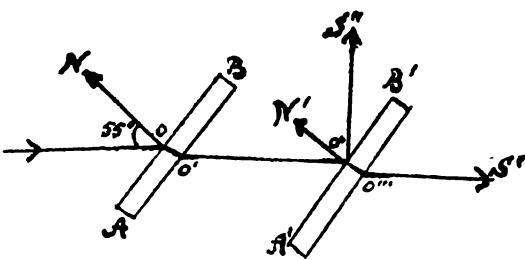


Рис. 187.

ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ КУТ це є такий кут падіння, при якому промінь зламаний та промінь відбитий мають взаємно-прямові напрямки.

Закон Брустера дозволяє встановити точну математичну залежність по між поляризаційним кутом  $\alpha$  та сочинником ламання  $n$ . З рис. 190 бачимо що  $\alpha + \beta = 90^\circ$ . На основі цього вираз  $\sin \alpha = n \cdot \sin \beta$  можемо переписати так:  $\sin \alpha = n \cdot \sin (90^\circ - \alpha) = n \cdot \cos \alpha$ ; звідцилі дістаємо:

$$\operatorname{tg} \alpha = n,$$

/181/

Цей вираз дозволяє обчислити для кожного тіла по вартості його сочинника ламання вартисть поляризаційного кута.

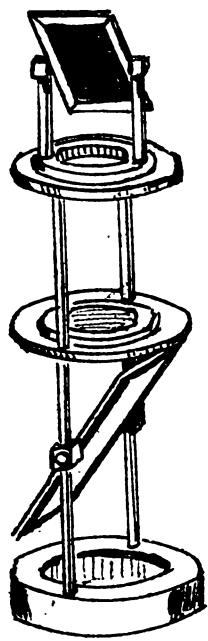


Рис. 189.

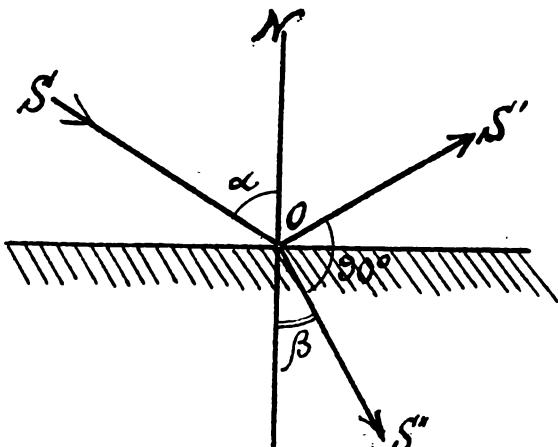


Рис. 190.

при цьому НА ДВА ПРОМІНІ, через що розглядаючи через наваний вище кристал якийсь предмет, ми бачимо ДВА ОКРЕМІ, САМОСТІЙНІ Його образи. Близче дослідження різних анатропних оточень показало, що ВСІ ТІЛА, ЯКІ В РІЖНИХ НАПРЯМКАХ МАЮТЬ РІЖНІ ФІЗИЧНІ, ЗОКРЕМА ОПТИЧНІ, ВЛАСТИВОСТИ, ВИЯВЛЯЮТЬ ЗДІБНІСТЬ ДО ПОДВІЙНОГО ЛАМАННЯ СВІТЛА. Такою здібністю володіють, а'окрема ВСІ КРИСТАЛИ ЗА ВИНЯТКОМ ОПТИЧНО-ІЗОТРОПНИХ /т.зв. ПРАВИЛЬНИХ/, а також де які органічні тіла. Іноді в тілі, що володіє нормальними оптичними властивостями, виникає здібність до подвійного ламання світла в наслідок зміни його властивостей в якомусь певному напрямку під впливом деформації.

Ознайомимося близче зі з'явленням подвійного ламання світла в кристалах на прикладі ісландського шпату. Ісландський шпат кристалізується в РОМБОСТИННИКАХ; кожда з шестику гранок такого ромбостінника /рис. 191/ має вигляд ромбу з кутами по  $102^\circ$  та  $78^\circ$ . У двох вершинах ромбостінника /С та E/ сходиться по три кути в  $102^\circ$ . Проста, поведена через наваний вершки, визначить собою т.зв. ГОЛОВНУ ВІСЬ кристала. Кристал ісландського шпату дуже легко лупається в напрямках, рівнобіжних до його стінок, через що постають плитки менші

по розмірах від нормального кристалу, однак з тими ж точно оптичними властивостями, що й цей останній. Через те ОПТИЧНОЮ ВІСЮ КРИСТАЛА ми назовемо не лише ту лінію, що збігається з головною кристалографічною вісю, а також і всяку лінію, рівнобіжну до цієї останньої. Таким чином з поняттям оптичної осі належить звязувати ПЕВНИЙ НАПРЯМОК у кристалі. Кождий переріз кристалу, що переходить через головну, а тим самим і через оптичну вісь, називається ГОЛОВНИМ ПЕРЕРІЗОМ.

Як що на одну зі стінок кристала падає прямово до неї жмуток промінів, то в наслідок подвійного ламання світла наваний жмуток росщіплюється на два окремі жмутки, при чому один з них на основі відомих нам правил проходить через кристал НЕ ЗАЗНАЮЧИ ЛАМАННЯ, а другий, вже відступаючи від згаданих правил, ВІДХИЛЯЄТЬСЯ ВІД ПЕРВІСНОГО НАПРЯМКУ, переходить через кристал іншою дорогою і виходить з нього на напрямку, рівнобіжно-

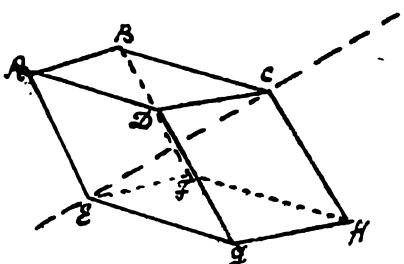


Рис. 191.

му з напрямком першого жмутку /рис. 192/. Отже, як бачимо, кожному ПЕРВІСНОМУ ПРОМІНЮ ВІДПОВІДАЄ ДВА ОКРЕМІ ПРОМІНІ, З ЯКИХ ОДИН ПІДПАДАЕ ОСНОВНОМУ ЗАКОНУ ЛАМАННЯ СВІТЛА, А ДРУГИЙ ВІД ЦЬОГО ЗАКОНА ВІДСТУПАЄ. Перший з названих промінів дістає назву ЗВИЧАЙНОГО, другий - ОСОБЛИВОГО. Отже як що жмуток промінів є витворено щілиною, то, вмістивши за кристалом

екран, дістанем не один, а цілу пару образів щілини. Почнемо обертати кристал довколо осі, що визначається лінією п'єрісного проміння. Тоді побачимо, що той образ щілини, який відповідає промінню звичайному, стало зберігає своє положення, а образ, який відповідає промінню надзвичайному, навпаки переміщується згідно першого, лишаючися однаке ввесь час на незмінному від нього віддаленню /що не залежить від того наскільки є віддаленим од кристала екран/.

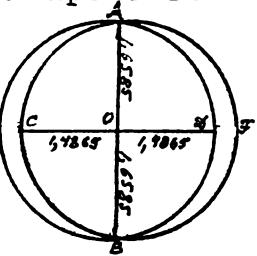


Рис. 194

В тому разі коли світло падає на стінку кристала в напрямку не прямовому до неї, а скічному, виникає ламання й промінь звичайний, однаке при всіх умовах відхилення обох промінів в кристалі є різними: однаковою вони стають лише в тому единому випадку, коли НАПРЯМОК ПОШIREННЯ ПЕРВІСНОГО ПРОМІНЯ ВІДПОВІДАЄ ОПТИЧНІЙ ВОСІ КРИСТАЛА. Таким чином ПРОМІНЬ, що ПОШIREТЬСЯ ЗДОВІЛ ОПТИЧНОЇ ВОСІ КРИСТАЛА, ПОДВІЙНОМУ ЛАМАННЮ НЕ ПІДПАДАЄ. Це показує рис. 193, де жмуток промінів падає нормально на поверхню врізу, прямового до оптичної вісі кристала.

Як вище було вже вказано, звичайний промінь підпадає основному закону ламання світла /закону Снелія/. Отже він ЗАВШЕ ЛЕЖИТЬ В ПЛОЩІ ПАДІННЯ І ЗБЕРІГАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ СОЧИННИКА ЛАМАННЯ.

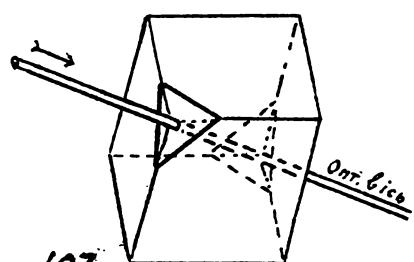


Рис. 193

Промінь особливий відступає від цих правил: по-перше ВІН ВИСТУПАЄ З ПЛОЩІ ПАДІННЯ, по-друге СТОСУНОК КУТА ПАДІННЯ ДО КУТА ЛАМАННЯ ДЛЯ НЬОГО НЕ ТВОРІТЬ ВЕЛИЧИННІ СТАЛОІ. В ісландському шпаті звичайний промінь має сочинник ламання I,6585; граничними вартостями сочинника ламання для проміння особливого являються I,4865 та I,6585; остання вартість відповідає НАПРЯМКУ ОПТИЧНОЇ ВОСІ, перша - НАПРЯМКУ, ДО НЕЇ ПРЯМОВУМУ.

Звернемося до геометричного зображення поданих вище тверджень. Дамо передусім графічний образ ріжниці вартостей сочинника ламання для особливого проміння.

Вільємо /рис. 194/ внутрі кристала точку  $O$  й будемо з неї відкладати в усіх можливих напрямках простолімінні відтинки, пропорціональні до вартостей сочинника ламання особливого проміння в цих напрямках. Геометричним місцем кінцевих точок цих відтинків буде ПРАВИЛЬНИЙ ЕЛІПСОЇД /ЕЛІПСОЇД ОБЕРТАННЯ/. Вісю симетрії буде його більша вісь  $AB$ , НАПРЯМОК якої ЗБІГАТИМЕТЬСЯ З НАПРЯМКОМ ОПТИЧНОЇ ВОСІ КРИСТАЛА. В зустрічі з головним перерізом кристала еліпсоїд дасть еліпс  $ACBD$ . Як що ту же побудову ми переведемо для проміння звичайного, то дістанемо ПОВЕРХНЮ СФЕРИ, що в зустрічі з головним перерізом кристала дасть коло  $AEBF$ . Більша вісь еліпсоїду є одночасово проміром сфери. Це як раз показує, що в напрямку оптичної восі обидва проміні мають однакові сочинники ламання; найбільша ріжниця по-між останніми має місце в напрямках, прямових до оптичної восі /одним з яких є напрямок  $EJ$ /.

Рис. 192

При цьому, як бачимо, для всіх напрямків ВАРТІСТЬ СОЧИННИКА ЛАМАННЯ ПРОМІНЯ ОСОБЛИВОГО є ЗАГАЛОМ МЕНШОЮ ВІД ВАРТОСТІ СОЧИННИКА ЛАМАННЯ ПРОМІНЯ ЗВИЧАЙНОГО.

Розглянемо промінь, що проходить через кристал в напрямку, відмінною від напрямка ОПТИЧНОЇ ВОСІ. Нехай для нього кут падіння буде  $\alpha$ , заз-

начимо кут ламання для проміння звичайного через  $\beta_1$ , особливого - через  $\beta_2$ ; тоді для сочинників ламання матимемо вирази:

$$n_1 = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta_1}; \quad n_2 = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta_2}; \quad /182/$$

На основі того що  $n_2 < n_1$ , вирази /182/ дають нам:  $\frac{1}{\sin \beta_2} < \frac{1}{\sin \beta_1}$  звідки  $\sin \beta_2 > \sin \beta_1$  себ-то

$$\beta_2 > \beta_1 \quad /183/$$

Але, як бачимо з рис. 195, чим більшим є кут ламання  $\beta$ , тим меншим є кут відхилення проміння від напрямку /56/ первісного поширення. Отже матимемо:

$$\beta_1 > \beta_2 \quad /184/$$

себ-то ПРИ ПРОХОДЖЕНИІ КРИСТАЛА В НАПРЯМКУ, ВІДМІННОМУ ВІД НАПРЯМКА ОПТИЧНОЇ ВОСИ, В БІЛЬШІЙ МІРІ ЗАЗНАЄ ВІДХИЛЕНИЯ ПРОМІНЬ З ВИЧАЙНИЙ, В МЕНШІЙ МІРІ - ПРОМІНЬ ОСОБЛІВИЙ. ЦІ ВІДХИЛЕНИЯ СТАЮТЬ ОДНАКОВИМИ лише в тому випадку, коли напрямок проміння є рівнобіжним з головною віссю кристала /лежить у площі головного перерізу/.

Перейдемо до означення з геометричними побудовами поверхні світляних хвиль у кристалах, що свого часу були переведені ГЮГЕНСОМ. На основі відомої нам /§ 58/ залежності по-між со-

чинником ламання та скоростю поширення світла, маємо сказати, що СКОРІТЬ ПОШIРЕNНЯ ОСОБЛІВОГО ПРОMІНЯ ВНУТРІ КРИСТАЛА НЕ є ВЕЛИЧИНОЮ СТАЛОЮ І ЗАЛЕЖИТЬ ВІД НАПРЯМКУ ПОШIРЕNНЯ. Зі звору /99/ бачимо, що скорість  $v_s$  поширення світла в даному оточенні /3/ є відворотно пропорціональна до вартості зглядного сочинника ламання цього оточення  $n_{s1}$ . Таким чином ВАРТІСТЬ СКОРОСТИ ПОШIРЕNНЯ ПРОMІНЯ ОСОБЛІВОГО є ЗАГАЛОМ БІЛЬШОЮ ВІД ВАРТІСТИ СКОРОСТИ ПОШIРЕNНЯ ПРОMІНЯ ЗВІЧАЙНОГО. НАЙВІЛЬШУ СКОРІСТЬ ОСОБЛІВИЙ ПРОMІНЬ МАТИМЕ В НАПРЯМКУ ПРЯМОВОМУ ДО ОПТИЧНОЇ ВОСИ, НАЙМЕНШУ - В НАПРЯМКУ РІВНОБІЖНОМУ З ОПТИЧНОЮ ВІСЮ. Ця найменша вартість скорости особливого проміння рівнятиметься СТАЛІЙ ВАРТІСТИ СКОРОСТИ ПРОMІНЯ ЗВІЧАЙНОГО. Зазначимо останню через  $v_{s1}$ ; найбільшу вартість особливого проміння зазначим через  $v_{s2}$ . Тоді матимемо:

$$n_1 = \frac{v_s}{v_{s1}} = 1,65; \quad n_2 = \frac{v_s}{v_{s2}} = 1,48. \quad /185/$$

звідки  $v_{s2} : v_{s1} = 1,65 : 1,48$ ; /186/ що уявляє собою пропорцію ВІДВОРОТНУЮ пропорції  $n_2 : n_1 = 1,48 : 1,65$ ; /187/

Максимальна вартість  $\frac{v_{s2}}{v_{s1}}$  має для площин ПРЯМОВОЇ ДО ГОЛОВНОГО ПЕРЕРІЗУ.

Для всіх інших площин варгість його є меншою, а для площин ГОЛОВНОГО ПЕРЕРІЗУ ВОНА є МІНІМАЛЬНОЮ. В цьому останньому випадку

$\frac{v_{s2}}{v_{s1}} = \frac{1,65}{1,48} = 1$ . Інтерпретуємо це графічно. Для цього з точки  $O$  внутрі кристала відкладемо в різних напрямках відтинки, пропорціональні до вартостей величини  $v_{s2}$  в цих напрямках. Геометричним місцем кінцевих точок цих відтинків буде ЕЛІПСОЇД обертання, вісь симетрії якого буде МЕНША його вісь, що по напрямку збігатиметься з оптичною віссю кристала.

Повівши так само відтинки, пропорціональні до вартостей величини  $v_{s1}$ , дістанемо поверхню СФЕРИ, промір якої буде рівним меншій вosi еліпсоїда і яка дотикатиметься поверхні останнього. В зустрічі з головним прорізом кристала еліпсоїду дасть еліпс АСВД /рис. 196/, а сфера - коло АЕВГ. Той факт, що менша вісь еліпсоїда є одночасово і проміром сфери, показує,

що в напрямку оптичної осі обидва проміні - особливий та звичайний - мають однакові скорості поширення. НАЙБІЛЬША РІЖНІЯ ПО МІЖ ОСТАННІМИ ВИЯВЛЯЄТЬСЯ В НАПРЯМКАХ, ПРЯМОВИХ ДО ОПТИЧНОЇ ОСІ /одним з яких є напрямок  $\mathcal{E}\mathcal{F}$ / . Той факт, що опера  $A\mathcal{E}B\mathcal{F}$  лежить ВНУТРИ еліпсоїда  $\mathcal{E}\mathcal{C}\mathcal{H}$  показує як раз, що для всіх напрямків /за винятком напрямку оптичної осі/ вартість скорості поширення проміння особливого є більшою ніж вартість скорості поширення проміння звичайного.

Не всі кристали володіють оптичними властивостями ісландського шпату. Для деяких з них виконуються протилежні умови щодо співвідношення сочинників ламання та скоростей промінів звичайного й особливого, а саме: 1/ ВАРТІСТЬ СОЧИННИКА ЛАМАННЯ ПРОМІНЯ ОСОБЛИВОГО є БІЛЬШОЮ ВІД ВАРТІСТИ СОЧИННИКА ЛАМАННЯ ПРОМІНЯ ЗВИЧАЙНОГО; 2/ ВАРТІСТЬ СКОРОСТІ ПОШІРЕННЯ ПРОМІНЯ ОСОБЛИВОГО є МЕНШОЮ ВІД ВАРТІСТИ СКОРОСТІ ПОШІРЕННЯ ПРОМІНЯ ЗВИЧАЙНОГО. Одновісні кристали останньої категорії називаються кристалами ДОДАТНИМИ /типовим представником цієї категорії є являється кварц/. Одновісні кристали першої категорії називаються кристалами ВІД'ЄМНИМИ /типовими представниками цієї категорії є являється ісландський шпат та турмалін/. В т.зв. ДВОВІСНИХ кристалах, що мають дві оптичні осі, всі окреслені вище з'явлення зберігають в основі свій характер і лише відповідним чином ускладнюються.

Ознайомившись з законами поширення в кристалах промінів як звичайного так і особливого, ми дістаємо можливість перевести побудову ПОВЕРХНІХ ХВИЛЬ для обох названих промінів. Уявимо собі, що кристал зрізано ПРЯМОВО ДО ОПТИЧНОЇ ОСІ. Нехай напрямок останньої визначається лінією /рис. 197/  $AB$  і  $PP'$  є площа зрізу. Уявимо собі, що на поверхню  $PP'$  скісно падає рівнобіжний жмуток світла, обмежений проміннями  $SA$  та  $S'A'$ . Коли жмуток сягне поверхні в точці  $A$ , то ця точка, на основі висади Гюйгенса, може далі розглядатися як самостійне джерело світла. За певний протяг часу світло, поширюючись в усіх можливих напрямках, з відповідними скоростями  $v_1, v_2, v_3, \dots$ , осіgne точок, що в одному випадку /звичайні проміння/ містяться на поверхні сфери  $\mathcal{E}\mathcal{C}\mathcal{F}$ , а в другому випадку /особливі проміння/ - на поверхні еліпсоїда  $\mathcal{E}\mathcal{C}\mathcal{H}$ .

Те, що ми зробили для одного

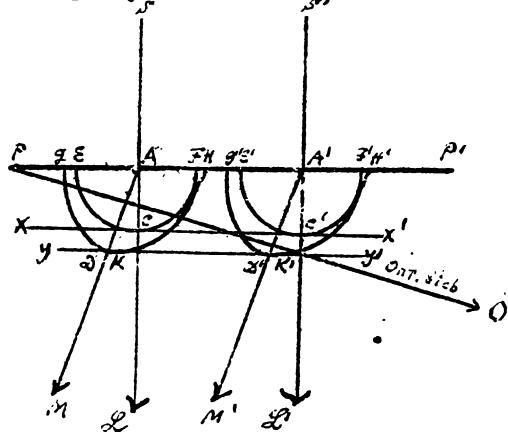


Рис. 198.

проміння  $SA$ , можна зробити для всякого іншого проміння; тоді, побудовані довколо кождої з відповідних точок площи  $PP'$  поверхні елементарних хвиль, подібно до того як це ми зробили для точки  $A$ , дістанемо дві групи таких поверхніх; одна група, складена з поверхні СФЕРИЧНИХ, відповідатиме промінням звичайним, друга, складена з поверхні ЕЛІПСОЇДАЛЬНИХ, відповідатиме промінням особливим. Площа  $A'X$ , дотична до однієї з елементарних поверхніх першої групи /сфер/, буде також дотичною й до всіх інших поверхніх цієї групи; так само площа  $A'Y$ , дотична до однієї з елементарних поверхній другої групи /еліпсоїдів/, буде також дотичною й до всіх інших поверхній цієї групи. Перша площа визначить собою ПОВЕРХНЮ ПЛОСКОЇ ХВИЛІ ДЛЯ ЗВИЧАЙНОГО ПРОМІНЯ, друга - ПОВЕРХНЮ ПЛОСКОЇ ХВИЛІ ДЛЯ ОСОБЛИВОГО ПРОМІНЯ. Таким чином у наслідок поширення світла в кристалі з двома різними скоростями жмуток промінів  $SS'OA'$  поділюється на два окремі жмутки:  $AA'Z'$  та  $AA'Y'$ .

Отже бачимо, що з'явлення ПОДВІЙНОГО ЛАМАННЯ СВІТЛА є БЕЗПОСЕРЕДНІМ ВИСЛІДОМ ІСТНУВАННЯ ДВОХ РІЖНІХ СКОРОСТЕЙ ІГОГО ПОШІРЕННЯ.

Як що би в попередньому досвіді жмуток промінів упадав на поверхню  $PP'$  не скісно, а НОРМАЛЬНО, - обидві скорості мали би однакову вартість і

з'явіше подвійного ламання не мало би місця.

Розглянемо тепер той випадок, коли кристал зрізано СКІСНО до ОПТИЧНОЇ ВОСИ. Нехай поверхнєю такого арізу є площа  $\rho\rho'$  /рис.198/; напрямок оптичної осі худ визначається лінією  $\rho\rho'$ . Уявимо, що на площині  $\rho\rho'$  падає НОРМАЛЬНО до неї жмуток світла, обмежений проміннями  $sA$  та  $s'A'$ . Кожний з промінів  $sA$  та  $s'A'$ , вступивши до кристала, поділиться на дві частини - на промінь звичайний та промінь особливий. Для промінів звичайних елементарними поверхнями хвиль будуть сфери, для промінів особливих - еліпсоїди. Більші осі останніх  $/\rho\rho, \rho\rho'/$ , скеровані будуть у напрямках, прямових до оптичної осі  $/\rho\rho'$  кристала. Площа  $XX'$ , дотична до всіх

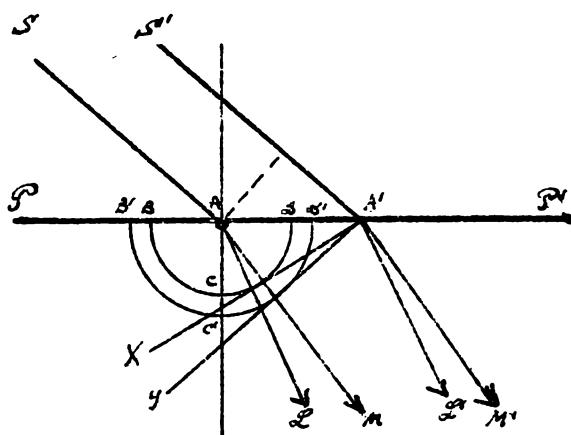
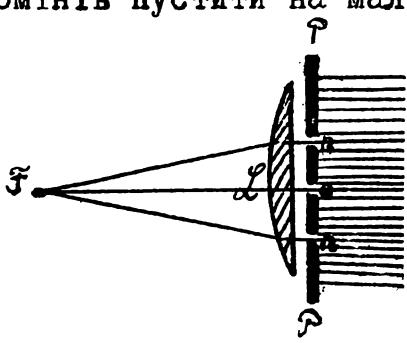


Рис. 199.

елементарних хвиль першої групи, визначить ПОВЕРХНЮ ХВИЛІ ДЛЯ ПРОМІННЯ ЗВИЧАЙНОГО, площа  $YY'$ , дотична до всіх елементарних хвиль другої групи, визначить ПОВЕРХНЮ ХВИЛІ ДЛЯ ПРОМІННЯ ОСОБЛИВОГО.

Розглянемо нарешті той випадок, коли кристал зрізано здовж оптичної осі. Площа  $\rho\rho'$  уявляє в цьому випадку /рис.199/ ГОЛОВНИЙ ПЕРЕРІЗ. Вважатимемо, що оптична вісь є ПРЯМОВА до площини рисунку. Тоді сферична поверхня, що відповідає елементарній хвилі ЗВИЧАЙНОГО проміння, в зустрічі з площею рисунку дасть півколо  $\vartheta c\vartheta$ , а еліпсоїдальна поверхня, що відповідає елементарній хвилі ОСОБЛИВОГО проміння, дасть півколо  $\vartheta'c'\vartheta'$ . Це півколо уявляємо собою половину РІВНИКА еліпсоїда, вісь обертання якого буде оптична вісь кристала, що проходить через точку  $A$ . Поверхні плоских хвиль визначаються площами  $A'X$  та  $A'Y$ ; звичайні промінні складатиме жмуток  $A'A''Z'$ , особливе - жмуток  $A'A''M'$ .

Наведене вище можна перевірити досвідомою дорогою. Як що рівнобіжний жмуток промінів пустити на маленьку збиральну сочку  $Z$  /рис.200/ покриту зверху



Ус. 200.

непроворою плиткою  $\rho\rho'$  з кільцевим прорізом  $m$  та малесенькою круглою дірочкою посередині  $(o)$ , то за сочкою повстane світляний комуса вершок якого міститиметься в головному фокусі  $Z$  сочки  $Z$ . Внутрі світлої коничної поверхні буде пітьма за винятком осі конуса  $OF$ , здовж якої поширюватиметься вузький жмуток промінів, що перейшов через круглу щілинку  $(o)$ . Як що перед сочкою умістимо кристал так, щоби площа його поверхні була прямовою до осі конуса  $OZ$  проходила через точку  $F$ , то проміні, зійшовши в названій точці, підуть далі розбіжним жмутком. ВИТВОРЮЧИ ПРИ ЦЬОМУ В КРИСТАЛІ ВЖЕ НЕ ОДИН, А ДВА КОНУСИ; ОДИН З НІХ МАТИМЕ К РУГОВУ, А ДРУГИЙ

ЕЛІПТИЧНУ КІЛЬЦЕВІ ОСНОВИ, що й виявить-  
ся по виході світла з протилежної грани кристала /рівнобіжної з першою/; як що умістимо за кристалом екран, то на ньому дістанемо образ, поданий на рис.201. Як бачимо восевий жмуток промінів дає в центрі фігури дві ясні

плями - одну круглу, що відповідає звичайному проміню, другу - еліптичну, що відповідає проміню особливому. В залежності від положення гранок, через які проходить світло, згідно оптичної осі кристалу ми дістанемо або 1/ КОЛО ТА ЕЛІПСУ /рис. 201/ або 2/ ДВА СПІВОСЕРЕДНІ КОЛА, або 3/ СПІВОСЕРЕДНІ КОЛО ТА ЕЛІПСУ.

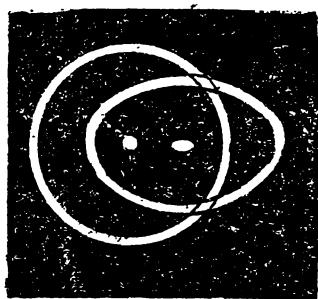


Рис. 201.

Нехай  $OO'$  /рис. 202/ визначає оптичну вісь кристала. Вважатимемо що ця лінія повстала у вислід зустрічі в площині рисунку прямового до неї головного перерізу кристала. На основі викладеного вище можемо сказати, що дробання звичайного проміння відбувається в напрямку  $\mathcal{L}N$ , дробання особливого проміння в напрямку  $OO'$ . Уявимо, що в нас є промінь споляризований в площині  $PP'$ , що в площині головного перерізу втворює кут  $\alpha$ . Тоді дробання такого проміння відбувається в напрямку  $BC$  ( $BC \perp PP'$ ). Замічено амплітуду дробання через  $\alpha$  / $\bar{A}C = \alpha$ / й розкладемо її на дві складові амплітуди:  $a_1 = \alpha \cos \alpha$  здовж лінії  $\mathcal{L}N$  та  $a_2 = \alpha \sin \alpha$  здовж лінії  $OO'$ . На основі возвуру /2/ для енергій  $J$ , та  $J_2$  складових рухів дістанемо вирази:

$$J_1 = \frac{2\pi^2 a_1^2 m}{\tau^2}; \quad J_2 = \frac{2\pi^2 a_2^2 m}{\tau^2} \quad /188/$$

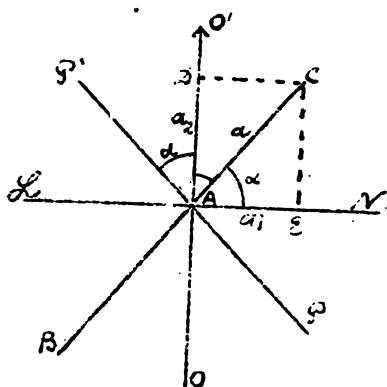


Рис. 202.

звідкили:  $J_1 + J_2 = \frac{2\pi^2 a^2 m}{\tau^2}$ , себ-то

$$J_1 + J_2 = J; \quad /189/$$

Взір /189/ окреслює собою т.зв. ЗАКОН МАЛЮСА /Malus/.

Зі взорів:

$$J_1 = a^2 \cos^2 \alpha; \quad J_2 = a^2 \sin^2 \alpha; \quad /190/$$

бачимо що при  $\alpha = 0$   $J_1 = J$ ,  $J_2 = 0$ ; при  $\alpha = 45^\circ$   $J_1 = J_2$ ;

при  $\alpha = 90^\circ$   $J_1 = 0$ ,  $J_2 = J$ .

Таким чином бачимо, що напруження звичайного проміння має максімум тоді коли площа поляризації є РІВНОБІЖНА З ПЛОЩЕЮ ГОЛОВНОГО ПЕРЕРІЗУ, напруження особливого проміння має максімум тоді, коли площа поляризації є ПРЯМОВА ДО ГОЛОВНОГО ПЕРЕРІЗУ.

ФІЗ. 4. Здібність кристалів викликати поляризацію світла натурально приводить до думки про використання їх у різних поляризаційних пристроях в ролі аналізаторів та поляризаторів. Однаке завше ми маємо в кристалах не один, а цілу пару світляних жмутків, які споляризовали у взаємно-прямових плоσах. Такий стан річей є в практичного боку дуже незручним; це незручність було усунено англійським фізиком НІКОЛЕМ /W. Nicol/, який збудував /р. 1841/ особливу призму, що в того часу дісталася назву НІКОЛЕВОЇ ПРИЗМИ, або коротко "НІКОЛЯ". Щоби дістати мікль поступають так: кристал ісландського шпату, що має вигляд ромбостінника /рис. 203/ розрізається на дві

частини в напрямку прямовому до головного перерізу.

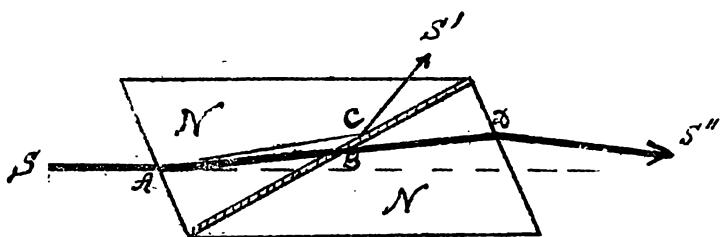


Рис. 203.

мінь звичайний відхиляється більше від особливого йде в напрямку AC та, зазнавши в точці C відбиття, поширяється далі в напрямку CS' . Таким чином через мікель проходить лише один особливий промінь.

Як що через мікель перепускатимемо світло не натуральне, а споляризоване, то воно пройде лише в тому разі коли площа поляризації є рівнобіжна до площині головного перерізу мікеля, себ-то коли дрогання споляризованого світла відбувається в напрямках прямових до головного перерізу. Таким чином за поміччу Ніколя легко переводити амаліз світла; обертаючи його можемо передусім встановити з'являється чи не з'являється світло споляризованим, а після того, як що має місце поляризація, знайти її площину. Цій площині відповідатиме положення головного перерізу мікеля при максимальному напружені світла.

Уявимо собі, що світло проходить через ДВА мікелі /поляризатор та амалізатор/, головні перерізи яких AA' та BB' не є рівнобіжними, а витворюють по між собою кут  $\alpha$ . /рис.204/. Площю поляризації для особливого проміння, що виходить з першого мікеля буде площа PP'; площю поляризації для того ж проміння в другому мікелі є площа QQ'. Обчислимо те напруження, що матиме світло, пройшовши другий мікель /амалізатор/. Для цього амплітуду дрогань  $OQ = \alpha$ , яку світло має після проходження через перший мікель, розкладемо на два складники: на  $OM = \alpha_1$ ,

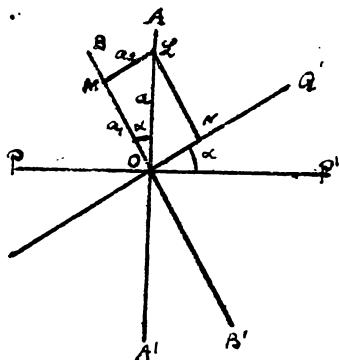


Рис. 204.

та на  $MQ = \alpha_2$ . З рисунку маємо:

$$\alpha_1 = \alpha \cos \alpha, \quad \alpha_2 = \alpha \sin \alpha; \quad /191/$$

Після поляризації в другому мікелі світло має можливість відбувати дрогання лише в площині BB'. Отже з двох складників /191/ лишається тільки один перший, другий же пропадає. Зазначимо через  $J'$  енергію, що виходить з поляризатора проміння, через  $J$  енергію проміння, що виходить з амалізатора; тоді на основі наведеного вище дістанемо:

$$J' = J \cos^2 \alpha.$$

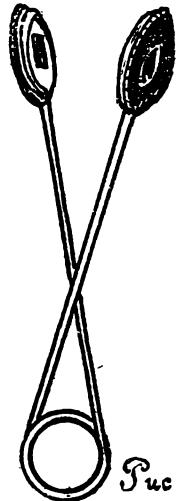
/192/

себ-то. НАПРУЖЕННЯ СВІТЛА ЯКЕ ВИХОДИТЬ З АНАЛІЗATORA є ПРОПОРЦІОНАЛЬНИМ ДО КВАДРАТУ СІНУСА КУТА, ВИТВОРЕНОГО ПОЛЯРИЗATORОМ ТА АНАЛІЗATORОМ.

Ф 115. Мікель є пристосуванням штучним. Подібним до його НАТУРальним ПОЛЯРИЗATORОМ з'являються ТУРМАЛІНОВІ ПЛИТКИ. Турмалін володіє здібністю АБСОРБУВАТИ ЗВИЧАЙНЕ ПРОМІННЯ Й ПЕРЕПУСКАТИ ЛІШЕ ПРОМІННЯ ОСО-

ЩІФУЮТЬСЯ Й ОБІДВІ ЧАСТИНИ СКЛЕЮЮТЬСЯ ПОМІЧЧУ КАМАДОВСЬКОГО БАЛЬЗАМУ, СОЧИННИК ЛАМАННЯ ЯКОГО БІЛЬШИЙ ВІД СОЧИННИКА ЛАМАННЯ ІСЛАНДСЬКОГО ШПАТУ ДЛЯ ОСОБЛИВОГО ПРОМІНЯ І МЕНШИЙ ОД СОЧИННИКА ЛАМАННЯ ДЛЯ ПРОМІНЯ ЗВИЧАЙНОГО. ЯК що ПРОМІНЬ SA /рис.204/ УВІХОДИТЬ У МІКОЛЬ NN, ТО В НЬОМУ ВІЛ ПОДІЛЮЄТЬСЯ НА ДВІ ЧАСТИНИ: НА ЗВИЧАЙНИЙ ПРОМІНЬ AC та на Особливий промінь AB; ОСТАННІЙ В ПЕВНІЙ МІРІ ВІДХИЛЯЄТЬСЯ ВІД ПЕРВІСНОЇ СВОЕЇ ДО РОГИ, ЗДЕ В НАПРЯМКУ AD, а ПІВНІШЕ, ВИЙШOVШI З КРИСТАЛУ, ПРОСТУЄ В НАПРЯМКУ BS'', РІВНОБІЖНОМУ ДО SA. Про-

ЕЛІВЕ. Таким чином дві турмалінові плитки, вирізані так, що їхні стінки є рівнобіжними до площин головного перерізу, можуть уживатися в ролі поляризатора та аналізатора, бо кожда з них перепускає лише таке проміння, дрогоання якого відбувається в площині головного перерізу, себто проміння осьової по-між собою рівнобіжні, в полі зору аналізатора маємо максимум світла. Як що плитки "скрещені" в полі зору маємо мінімум світла. Для дослідження ріжних тіл у споляризованому турмаліновому світлі зуживается т.зв. ТУРМАЛІНОВИХ КЛІЩІКІВ, вигляд яких подає рис.205.



ДІСВ теорії хвилястого руху /§ 5/ ми мали нагоду пересвідчитися в тому, що інтерференція двох промінів, дрогоання в яких відбувається у взаємно-прямових площин, дає в загальному випадку рух ЕЛІПТИЧНИЙ. Отже, як що два світляні проміні, споляризовани /простолінійно/ у взаємно-прямових площин, залишають інтерференції, то при відповідній ріжниці фаз обох промінів вислідом її є ПЕРЕТВОРЕННЯ ДРОГАНЬ ПРОСТОЛІНІЙНИХ У ДРОГАННЯ ЕЛІПТИЧНІ, що дає так звану ЕЛІПТИЧНУ ПОЛЯРИЗАЦІЮ. Як що амплітуда дрогоань обох промінів є однакові, то вислідний рух є коловим і ми дістаємо КОЛОВУ ПОЛЯРИЗАЦІЮ. Коли ріжниця ходу промінів вимосить нуль, то, як нам відомо з теорії /§ 6/ ВІСЛІДНИЙ рух буде простолінійним і ми матимемо світло СПОЛЯРИЗОВАНЕ ПРОСТОЛІНІЙНО, ПРИ ЧОМУ НОВА ПЛОЩА ПОЛЯРИЗАЦІЇ З КЖДОЮ З ПЕРВІСНИХ ПЛОЩ ВИТВОРЮВАТИМЕ КУТ У  $45^\circ$ .

Отже при ріжниці фаз  $\varphi = 0$ , або  $\varphi = \pi$  ми матимемо ПРОСТОЛІНІЙНУ поляризацію, при ріжниці фаз  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  або  $\varphi = \frac{3}{2}\pi$

матимемо ЕЛІПТИЧНУ поляризацію. При умові рівності амплітуд обох складових рухів / $a = b$ /, поляризація еліптична перетворюється в КОЛОВУ.

Таким чином бачимо, що при інтерференції двох промінів, споляризованих у взаємно-прямових площин, поляризація вислідного проміння може мати ріжний вигляд - у залежності від варності амплітуд та та ріжниці фаз складових промінів. Але в найзагальнішому випадку ми матимемо ПОЛЯРИЗАЦІЮ ЕЛІПТИЧНУ. І її ми маємо уявляти собі таким чином, що часточки етеру, які, перебуваючи в стані рівноваги, займають положення  $a, b, c, d, e\dots$

$a', b', c', d', e'$ . При цьому їхній рух відбувається по еліптичних орбітах, площин яких є прямові до лінії проміння  $O A$ . В кожний момент ВСІ ЧАСТОЧКИ ЛЕЖАТЬ НА ОДНІЙ ПЕВНІЙ ЛІНІЇ, що УЯВЛЯ СОБОЮ ЛІНІЮ ЕЛІПТИЧНО-ШРУБОВУ. З бігом часу ця лінія пересувається по поверхні еліптичного ціліндра, обертуючись довколо його осі. При цьому всі часточки закреплюють еліптичні траекторії ідентичного вигляду й однакові по напрямностям руху; лише положення на цих траекторіях ріжних /сусідніх/ часточок для будь якого моменту часу є ріжними. Напрямність руху часточок визначає НАПРЯМНІСТЬ ШРУБОВОЇ ЛІНІЇ. Відступ на шрубовій лінії поміж двома сусідніми часточками, що перебувають в ОДНАКОВИХ положеннях /знаходяться на все тільки творчій лінії ціліндра/, відповідає ДОВЖИНІ СВІТЛЯНОЇ ХВИЛІ.

На практиці здебільшого доводиться зустрічатися з ріжними випадками поляризації колової, при якій положення ріжних точок визначається для кожного моменту часу лінією КОЛОВО-ШРУБОВОЮ. Наприклад при відбиванні поляризованого світла від МЕТАЛЕВИХ дверокал простолінійна його поляризація перетвориться в КОЛОВУ.

§ II7. Нехай точка  $M$  /рис.207/ довершує рух по колу. Тоді для неозначеного елементу  $AZ$  траекторії названої точки цей рух може розглядається яко ПРОСТОЛІНІЙНИЙ, з напрямку від точки  $A$  до точки  $Z$ . Вектор  $AZ$  ми можемо розкласти на два взаємно-прямові вектори  $Ax$  та  $Ay$ , і таким чином сказати, що РУХ КОЛОВИЙ МОЖЕ БУТИ РОСКЛАДЕНИЙ НА ДВА ВЗАЄМНО-ПРЯМОВІ ПРОСТОЛІНІЙНІ РУХИ. Нехай далі /рис.208/ маємо простоліній рух здовж

$x$  / З цієї причини в поляризаційних пристроях не використовується амальгамованих дверокал.

лінії  $AA'$ , при чому скоро́сть цього руху визначається вектором  $Ac$ . Поведемо з точки  $A$  лінію  $BB'AA'$ . Зазначимо через точку  $C$  зустрічі з колом. Прикладемо до точки  $A$  два прямові до  $Ac$  взаємно-протилежні вектори:  $Ac$  та  $Ac'$ , що задовільняли би вимозі:

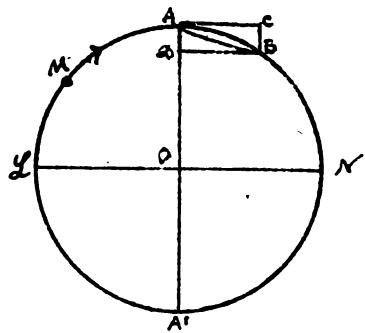


Рис. 207.

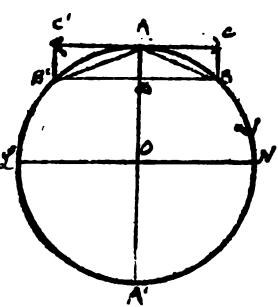


Рис. 208.

та  $Ac$  матиме вислідом рух по колу ДОДАТНОЇ НАПРЯМНОСТИ /згідно зі стрілкою годинника/, сполучення рухів у напрямках  $Ac$  та  $Ac'$  матиме вислідом рух по колу ВІД'ЄМНОЇ НАПРЯМНОСТИ /супроти стрілки годинника/. Таким чином приходимо до такого висновку: ВСЯКИЙ ПРОСТОЛІНІЙ ГАРМОНИЧНИЙ РУХ МОЖЕ БУТИ РОСКЛАДЕНИЙ НА ДВА РУХИ КОЛОВІ ПРОСТОЛІНІЙ ГАРМОНИЧНОСТЕЙ.

Викладемо вище дозволяє нам підійти до пояснення тих оптических явищ у деяких кристалах та органічних тілах, які відомі під назвою ЗВОРОТУ ПЛОЩІ ПОЛЯРИЗАЦІІ. Досвід показує, що коли при скрещених піоклях поляризаційного пристрою на столік останнього вистити кварцеву плитку, вирізану прямово до оптичної осі, то темне до того поле зору аналізатора ПРОЯСНЮЄТЬСЯ. Як що вужити світло поліхроматичне, то при названому проясненні виступають ще ті або інші /в залежності від товщини плитки/ барви. В останньому випадку при будь-яких положеннях аналізатора не щаститься сягнути знову повної пітьми. Це однаке стає можливим при світлі монохроматичному. ПОВЕРНУВШИ АНАЛІЗАТОР НА ПЕВНИЙ КУТ  $\varphi$ , ми знову ДІСТАЕМО ПОВНЕ ЗАТЕМНЕННЯ, а це показує, що КВАРЦ ОПРИЧИНIVСЯ, ДО ЗВОРОТУ /в протилежній напрямності/ ПЛОЩІ ПОЛЯРИЗАЦІІ СВІТЛА НА ТОЙ ЖЕ КУТ  $\varphi$ . Як показує досвід КУТ ЗВОРОТУ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ТОВЩИНИ ПЛИТКИ І ВІД ДОВЖИНИ СВІТЛЯНОЇ ХВИЛІ. Він ЗРОСТАЄ ПРИ ЗБІЛЬШЕННІ ТОВЩИНИ ПЛИТКИ ТА ПРИ ЗМЕНШЕННІ ДОВЖИНИ ХВИЛІ.

При товщині плитки в 1 мм. кут  $\varphi$  має вартості: для світла червоного  $15^\circ$ , жовтого  $- 21^\circ$ , зеленого  $- 270$ , блакитного  $- 330$ , фіолетового  $- 51^\circ$ .

Зворот площи поляризації в різних випадках може мати РІЖНІ НАПРЯМНОСТИ. Існує між ними дві відміни кварца, що дають звороти взаємно-протилежних напрямностей. Той кварц, що дає додатний зворот, називається ПРАВОЗВОРОТНИМ /Rechtsdruag/, той, що дає від'ємний зворот, називається ЛІВОЗВОРОТНИМ /Linksdruck/.

Найліпші, які зустрічаються в природі відміни кварцу належать до типу правозворотного; т.зв. димчастий топаз є лівозворотним.

Шукаючи пояснення описанім з явищам, маємо сказати, що два КОЛОВО-СПОЛЯРИЗОВАНІ в протилежних напрямностях проміні, що заступають одним проміні, споляризований ПРОСТОЛІНІНО /рис. 208/, вступивши до кристалу поширюються в ньому З РІЖНИМИ СКОРОСТЯМИ, у вислід цього названі проміні виходять з кристалу З ПЕВНОЮ РІЖНИЦЕЮ ФАЗ; остання й СПРИЧИНЯЄТЬСЯ ДО ЗВОРОТУ ПЛОЩІ ПОЛЯРИЗАЦІІ. В залежності від того проміні якої-саме напрямності поляризації матиме більшу скоро́сть, перебуватиме й напрямність самого звороту площи поляризації.

§ II8. З явище звороту площи поляризації витворює не один лише кварц. Назване з явище має місце і в деяких інших кристалах, але в найбільшій мірі воно поширене в ТІЛАХ РІДКИХ. Ціла низка течей, як наприклад винна кислина, терпентинова олія, росичий цукру й інші спровокають виразно-значеній зворот площи поляризації. Величина цього звороту залежить звичайно від ТОВЩИНИ ВЕРСТВИ течі, а для росчинів - також від їх КОНЦЕНТРАЦІІ /просто-пропорціональна до останньої/. ЗВОРІТ, який спровокає верства

ТЕЧІ ТОВЩИНОЮ В 1 ДЕЦІМЕТР, НАЗИВАТЬСЯ ПІТОМІМ ЗВОРОТОМ ДЛЯ ДАНОЇ ТЕЧІ. Як що ми маємо росчин якогось тіла, при чому на 1 кб.см. води припадає 1 грам тіла, то пітомий зворот такого росчину називається ПІТОМІМ ЗВОРОТОМ ДАНОГО ТІЛА / $\varphi$ / . Пітомий зворот для ЦУКРУ при патровому світлі  $\lambda = 589 \text{ мкм}$  виносить:  $\varphi = 66,5 \frac{\text{мкм}}{\text{м}}$ . Як що в 100 кб.см. росчину міститься  $m$  грамів росчиненого тіла, то кут звороту  $\varphi$  визначається виразом:

$$\varphi = \frac{\varphi}{100} m \cdot c.$$

де  $c$  означає довжину трубки. /193/

§ 119. Той факт, що величина кута звороту площин поляризації є пропорціональна до концентрації росчину, дозволяє обчислювати останню на основі поміру вартості згаданого кута. Пристрої, за помічу яких переводиться такий помір, називається ПОЛЯРИМЕТРАМИ. Рис. 209 подає схему САХАРИМЕТРА МІТЧЕРЛІХА /Mitscherlich/,

відомий німецький хемік, 1794-1863/. Світло від джерела  $L$  проходить через поляризатор  $P$  вступає до трубки  $R$ , що виповнена росчином, а далі проходить через аналізатор  $A$  й потрапляє до ока, що міститься в точці  $O$ . Аналізатор може обертатися довколо осі  $SO$ , при чому кути обороту відраховуються за помічу індексом  $m$ , що ходить здовж обводу лімба  $e'e''$ . Описаний пристрій не є одночасе в належній мірі досконалим, бо положення аналізатора не можна визначити з необхідною точністю. Значно

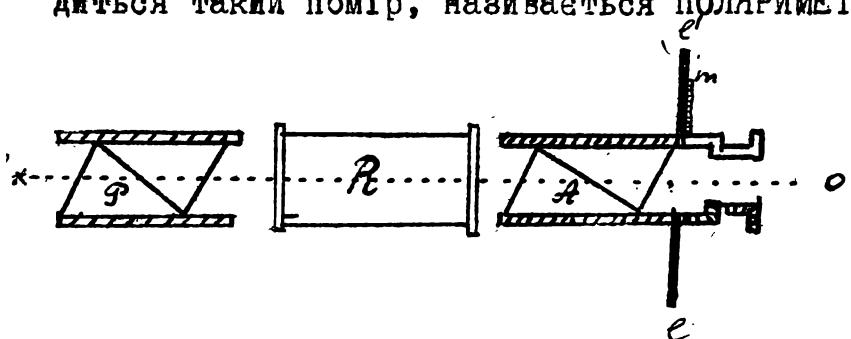


Рис. 209.

ліпшим є САХАРИМЕТР СОЛЕЯ / Soleil, французький фізик, 1798-1878/. В ньому /рис. 210/ по між поляризатором та аналізатором вставляється кварцева плитка товщиною в 3,75 мм., складена з двох половинок: одна половина виготовлена з кварцу правоаворотного, друга - з кварцу лівозворотного. Товщина плитки в 3,75 мм. відповідає куту звороту в  $90^\circ$  для світла з довжиною хвилі  $\lambda = 589 \text{ мкм}$  (патрове полумя). Таким чином коли

при РІВНОБІЖНИХ піколах ми помістимо по між поляризатором та аналізатором згадану плитку, то в полі зору пристроя дістанемо ПОВНУ ПІТЬМУ. Повернувшись аналізатор павіть на певний кут, ми побачимо вже світло. У випадку світла бло-

го при першому положенні аналізатора ціле поле зору виглядатиме мутно-сивоватим, при другому одна половина матиме барву червонувату, друга - сивовату.

Метода праці з поляриметрами /сахариметрами/ окреслена вже попереднім викладом. Отже починаємо що працю в того, що встановлюємо аналізатор НА ПОВНЕ ЗАТЕМНЕННЯ. Далі вводимо в пристрій трубку з росчином і знову обертаємо аналізатор аж доти поки в полі його зору не дістанемо повної пітьми. Тоді по лімбу відраховуємо кут звороту.

§ 120. Перейдемо до розгляду ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА. Згідно досліджень ФРЕНЕЛЯ та АРАГО /1819/ вона підпадає наступним правилам 1/ проміні споляризовані в площеах РІВНОБІЖНИХ інтерферують як проміні звичайні, 2/ проміні, споляризовані в площеах ВЗАЄМНО-ПРЯМОВИХ, не інтерферують взаємі; вони дають лише у висліді поляризації ЕЛІПТИЧНУ АБО КОЛОВУ 3/ споляризовані у взаємно-прямових площеах проміні, що ПОВСТАЛИ ЧЕРЕЗ РОСКЛАД ОДНОГО НА ТУРДЛЬНОГО ПРОМІНЯ, не інтерферують при будь-яких умовах, 4/ споляризовані у взаємно-прямових площеах проміні, що ПОВСТАЛИ У ВИСЛІДІ РОСКЛАДУ ОДНОГО ПРОСТОЛІНІЙНО-СПОЛЯРИЗОВАНОГО ПРОМІНЯ інтерферують як що площини їхніх поляризацій обернуті так, щоби вони збіглися поміж собою.

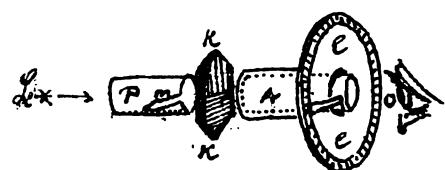


Рис. 210.

Як що ми перепустимо через плитку з кристала, що дає подвійне ламання світла натуральний промінь, то він, як нам відомо розкладеться на два проміні, споляризовани у взаємно-прямових площах. Такі проміні, на основі скаваного вище, інтерферувати не зможуть коли би площи їхніх поляризацій ми зробили рівнобіжними. Як що однаже світло натуральне замінено світлом споляризованим, то два проміні, якими матимемо після проходження світла через кристал, уже зможуть на основі закона 4-го вступати в інтерференцію. Для цього лише необхідно взаємно-прямові площа поляризації відповідним чином обернути так, щоби вони стали рівнобіжними. Цього ми можемо сягнути за поміччу аналізатора, надаючи йому відповідне положення.

Уявимо, що через поляризаційний пристрій проходить РІВНОБІЖНИЙ жмуток МОНОХРОМАТИЧНИХ промінів. Умістимо на столік пристрію ГІПСОВУ ПЛИТКУ. Тоді споляризоване поляризатором проміння, пройшовши крізь плитку, поділиться на два жмутки, що будуть споляризовані у взаємно-прямових площах. Кожду з таких площа поляризації ми можемо замінити двома іншими взаємно-прямовими площаами, положення яких залежить від положення плоскості поляризації АНАЛІЗАТОРА: тоді ІНТЕРФЕРУВАТИМУТЬ ПО МІЖ СОБОЮ ТІ З НАЗВАНИХ СКЛАДНИКІВ, ДЛЯ ЯКИХ ВИКОНУВАТИМТЬСЯ УМОВА РІВНОБІЖНОСТІ.

Як що площа поляризації поляризатора буде ПРЯМОВОЮ до такої ж площи аналізатора, то в тих місцях плитки, для яких різниця ходу промінів вимістиме ПАРИСТЕ число півхвиль, ми дістанемо ПОВНУ ПІТЬМУ, а в тих місцях, для яких названа різниця вимістиме НЕПАРИСТЕ число півхвиль, ми дістанемо МАКСІМУМ ОСВІТЛЕННЯ.

При РІВНОБІЖНОСТІ площа поляризації поляризатора та аналізатора матимемо ПРОТИЛЕЖНУ картину: в місцях, де різниця ходу вимістить ПАРИСТЕ число півхвиль, буде МАКСІМУМ ОСВІТЛЕННЯ, в місцях де вона вимістить НЕПАРИСТЕ число півхвиль буде ПОВНА ПІТЬМА.

Так стойте справа з монохроматичним світлом. При світлі поліхроматичному - білому з'явиться ускладнення й при цьому набирає мезвичайно цікавого вигляду. В цьому випадку ЗАГАСАЮТЬ ЛІШЕ ПРОМІНІ ТІСІ АБО ІНШОЇ БАРВИ /в залежності від товщини плитки/; ПРОМІНІ ІНШИХ БАРВ АБО ЗАГАСАЮТЬ ЛІШЕ ЧАСТКОВО, АБО НАВПАКИ ЗМІНЮЮТЬСЯ.

Всі такі проміні витворюють певну вислідку барву, в якій ми й бачимо поле зору аналізатора.

Це має місце при скрещених міколах поляризаційного пристроя. При міколах рівнобіжних характер з'явлення змінюється на взаємно-протилежний. Ті проміні, які раніше загасали тепер будуть найбільш інтенсивно виявлені, ті ж, що раніше найбільше були змінені, тепер зовсім загаснуть. Вислідом цього буде те, що поле зору аналізатора ми побачимо в барві, яка буде ВЗАЄМНО-ДОДАТКОВОЮ до першої.

До цього часу ми переводили досвід з РІВНОБІЖНИМ жмутком промінів. замінімо тепер його жмутком ЗБІЖНИМ /або розбіжним/. Тоді РІЖНІЯ ХОДУ ДЛЯ РІЖНИХ ПРОМІНІВ БУДЕ НЕ ОДНАКОВОЮ /бо вони матимуть РІЖНІ напрямки поширення/ і характер з'явлення в значній мірі зміниться й ускладниться. Як що наприклад ми візьмемо плитку ісландського шпату, рівнобіжні стінки якої є прямові до оптичної осі, то при СХРЕЩЕНИХ міколах ми побачимо /рис. 211/ низку КОНЦЕНТРИЧНИХ ЯСНИХ КОЛЬЦІЙ

ТЕМНИМИ. При БІЛОМУ світлі ясні кольця в одноточкових перейдуть у барвисті. Крім кольця ми побачимо в полі зору /рис. 211/ ЧОРНИЙ ХРЕСТ. Як що міколи встановити РІВНОБІЖНО, то місце темних кольця заступлять ясні і навпаки; чорний хрест так само перетвориться в ясний /рис. 212/. При БІЛОМУ світлі барви кольця зміняться на взаємно додаткові. При кристалах двоосних місце концентричних кольць заступають складні криві вищих порядків /рис. 213/. Описані вище з'явлення окреслюють собою т.зв. ХРОМАТИЧНУ ПОЛАРИЗАЦІЮ.

§ 121. Закінчуючи виклад фізичної оптики скажемо ще де-кілька слів про т.зв. СВІТЛЯНЕ ТИСНЕННЯ.

Ми вже знаємо, що всякий хвильстий рух є звязаний з виявом енергії. Це ми спостерігаємо в ріжніх випадках і зокрема переконуємося на прикладі



Рис. 211



Рис. 212.

водяних хвиль, здібність яких до переведення величезної механічної праці відома всім. Виходячи з тверджень хвильстої теорії світла подібні власності маємо приписати також і хвильам світляним. Отже, як показав МАКСВЕЛ /Maxwell/ усікий промінь, падаючи на тіло, яке його абсорбує, витворює в напрямку свого поширення МЕХАНІЧНЕ ТИСНЕННЯ на це тіло. Вартість сили  $\mathcal{F}$  що справляє тиснення, може бути окреслена взором:

$$P = \frac{\mathcal{E}}{v};$$

/194/

де  $\mathcal{E}$  є енергія, яка надходить до тіла в одиницю часу, а  $v$  - скорість поширення проміння в тому оточенні, в якому знаходиться дане тіло. Взор /194/ стосується до тіла абсолютно чорного. Бартолі /Bartoli/ показав, що в тому випадку, коли тіло ВІДБИВАЄ промінь, величина сили  $P$  при куті падіння в муль є В ДВА РАЗИ БІЛЬШОЮ, ніж та, що дає взір /194/. Зазначимо через  $F$  силу Ньютона притягання й розглянемо величину  $\mathcal{L} = F \cdot P$ . Обчислення на основі взору /194/ сили  $P_0$ , з якою 1муток сонячних промінів з поперецьним перерівом у 1 кв. см. тисне на абсолютно-чорне тіло, що міститься на земній поверхні, дає:  $P_0 = \frac{2}{3} \cdot 10^{-7}$  грамів  $\mathcal{E}$  /195/.

або в абсолютних одиницях

$$P_0 = 6 \cdot 10^{-5}$$
 дин.

/196/

Як що обчислимо силу  $F_0$ , з якою Сонце притягає масу в ОДИН ГРАМ, теж уміщено на поверхні Землі, то дістанемо  $F_0 = 0,6$  дин. /197/

Отже, як бачимо величина  $\mathcal{L}$ , що означає висліду силу для НЬЮТОНОГО ПРИТЯГАННЯ та СВІТЛЯНОГО ВІДПИХАННЯ є величиною додатньою. Через те, що перша з названих сил стосується до МАСИ тіла, вона є звязана з ОБСЯГОМ його; в той же час друга сила - сила світляного тиснення - звязана лише з величиною ПОВЕРХНІ тіла. А через те для сферичного тіла з лучем  $\zeta$  перша сила  $F$  буде пропорціональною до величини  $\zeta^2$ , друга сила  $P$  - до величини  $\zeta^2$ . Зазначимо стосунок  $\frac{F}{P}$  через  $f$ . Тоді на основі взорів

/196/ та /197/ матимемо  $f > 1$ . Чим більших розмірів братимемо ми тіла, тим більше зростатиме величина  $f$ . Навпаки при зменшенні  $\zeta$  малітиме  $f$ , при чому для певної незначної вартості  $\zeta$  величина  $f$  обернеться в одиницю. При послідовному зменшенні  $\zeta$  вона стане МЕНШОЮ ВІД ОДИНИЦІ. Це відповідатиме умові  $P > F$  і тоді величина  $\mathcal{L} = F \cdot P$  набуде ВІД'ЄМНУ вартість.

Таким чином ми прийшли до наступного важливого висновку: ДЛЯ ТІЛ НЕЗНАЧНИХ УЛЬТРА-МАЛІХ РОЗМІРІВ СИЛА СВІТЛЯНОГО ТИСНЕННЯ МОЖЕ МАТИ ВАРТІСТЬ БІЛЬШУ ВІД СИЛИ НЬЮТОНОВОГО ПРИТЯГАННЯ. ПОВОРІЧИ ОСТАННЄ СВІТЛЯНЕ ТИСНЕННЯ НАМАГАТИМЕТЬСЯ ВІДДАТИ ДАНЕ ТІЛО ВІД ДЖЕРЕЛА СВІТЛА.

Зрозумімія наведеного вище твердження було коштовним придбанням для наукової думки. Після вдалих спроб досвідної перевірки висновків теорії, історичних спроб, звязаних з іменем талановитого російського вченого - професора Московського Університета П.Н. ЛЕБЕДЕВА /1866-1912/, який не лише експериментально стверджив факт існування тиснення світла, а й перевів його помір - світляне тиснення набував в науці ролю одного з керових чинників космічного життя. Ним з успіхом послуговуються для пояснення деяких характерних рис у будові небесних тіл. Проблема КОМЕТНИХ ХВОСТІВ, витів їхня яких не знаходило до недавнього часу задовільняючого пояснення, в великою простотою та наочністю пояснюється за поміччу світляного тиснення. СВАНТЕ АРЕНІУС /Arenius/ висловив свого часу виключну по своїй орігінальноти думку що-до ролі світляного тиснення в ПОШІРЕННІ У ВСЕСВІТІ ОРГАНІЧНОГО ЖИТЯ.

Ультра-малі розміри простіших організмів дозволяють останнім під впливом тиснення сонячних промінів з горішніх верств земної атмосфери /а також і атмосфери всякої іншої планети, на якій існує органічне життя/

X/ Для поверхні, полем у 1 квадр.метр., це дає 2/3 міліграма.



Фиг. 213.

переходити до міжпланетних космічних просторів. Мандрючки по таких просторах, мікроорганізми можуть потрапити до атмосферної оболонки іншої планети, спинитися далі на її поверхні і покласти там фундамент для розвитку органічного життя. Така думка Ареміуса не має для нас виглядати фантастичною; бо ми ж привычалися до виключної по своїх виявах ролі світла в життєвих процесах; ми звикли думати, що там де є життя - є світло і де є світло - є й життя.

ЗАУВАЖЕНИ ПОМИЛКИ.

/Див. також стор. 28/.

Стор.	Рядок.	Написано	Має бути.
24	29	на $\frac{1}{2}$ та 1	на $\frac{1}{4}$ та $\frac{1}{2}$
27	3	вирази /54/ та /55/ прибирають такий вигляд $n' = n \frac{v+u}{v+u-c} \quad (57)$ $n' = n \frac{v-u+c}{v-u} \quad (58)$	вираз /54/ прибирає такий вигляд: $n' = n \frac{v+u}{v+u-c} \quad (57)$ $n' = n \frac{v-u+c}{v-u} \quad (58)$
41	18	ФРЕЛЯ	ФРЕНЕЛЯ

ПОМИЛКИ ЗАУВАЖЕНИ В ПЕРШІЙ ЧАСТИНІ:

I4	12	ВІД ЧАСУ ПО ШЛЯХУ	ВІД ШЛЯХУ ПО ЧАСУ
40	рис. 52	$\pi$ , $\frac{3\pi}{2}$ , $\pi$	$\pi$ , $\frac{3\pi}{2}$ , $2\pi$ .
I03	рис. I67.		Лучи найбільшого блоку мають бути зазначені $o\alpha$ та $a\alpha$ .
I03	8	$\frac{P}{2} \bar{ON}$	$\frac{P}{2} \bar{ON}$ .

На виданнях цього хуносу дато свого з 2094

Лектор

Ф. Медведев

17.V.23р.

Накладом Української Господарської Академії  
в Ч. С. Р.

Видавниче Товариство при Українській Господарській Академії.  
Č. S. R. Lázně Poděbrady, hotel „U krále Jiřího“ č. 42.