

§ 392. Контактна різниця потенціалів. Термоелектрорушійна сила. Підійдемо з погляду теорії „електронного газу“ в металах до питання про явища на границі дотикання двох різнорідних металів. Природно припустити, що в різних металах густина електронного газу неоднакова; тоді ми маємо право чекати вирівнювання цих густин на границі дотикання металів, тобто переходу електронів з одного металу в другий. При цьому той метал, в якому число електронів зменшується, заряджатиметься позитивно, другий — негативно.

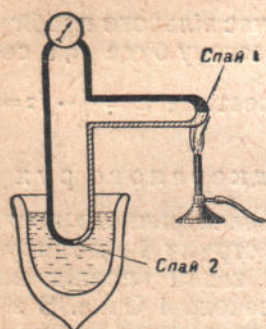
Отже, на границі двох металів повинна бути контактна різниця потенціалів, яка виникає в наслідок дифузії електронного газу.

За Друде і Лоренцем (ідучи за квантовою теорією, треба вести міркування інакше) тиск електронного газу в металі пропорціональний абсолютній температурі і пропорціональний числу вільних електронів в одиниці об'єму (це число вільних електронів залежить від властивостей металу):

$$p = knT.$$

Тому різниця тисків електронного газу на границі дотикання металів залежить від властивостей металів, що дотикаються, і пропорціональна абсолютній температурі. Те саме можна сказати про контактну різницю потенціалів, яка зрівноважує цю різницю тисків.

Рис. 411. Схема термопар.



Візьмемо кільцевий провідник, спаяний з двох різнорідних металів. У місцях спаїв ми будемо мати контактні різниці потенціалів; проте, легко зміркувати, що ці різниці потенціалів протилежні одна одній, і при однаковій температурі обох спаїв вони цілком зрівноважують одна одну.

Нагріємо тепер один із спаїв (рис. 411). Контактна різниця потенціалів зросте для цього спаю пропорціонально абсолютній температурі. Ми дістанемо в кільці різницю електрорушійних сил, пропорціональну різниці температур спаїв. У кільці виникне „термоелектричний“ струм, величина якого визначається різницею електрорушійних сил і опором кільця. Цей термострум можна легко виявити, ввімкнувши в коло нашого кільця гальванометр.

Наводимо значення термоелектрорушійної сили для деяких пар.

Таблиця 22.

Термопары	Температура холодного спаю 0°С			
	Температура гарячого спаю			
	100°	500°	1000°	1500°
	Термоелектрична напруга в мілівольтах			
Мідь — константан	4,1	26,3	—	—
Срібло — платина	0,72	6,26	—	—
Нікель — платина	1,5	5,55	9,59	—
Платина — платина + родій (50%)	0,55	3,22	6,79	10,5

Ми бачимо, що термоелектричні напруги невеликі. Навіть різниця температур в 500° дає для дуже вигідної пари мідь — константан напругу тільки в $26 \cdot 10^{-3}$ V. Проте, з допомогою термоелектричних напруг легко добути сильні струми (хоча б в 100 А), якщо утворити коло з провідників малого опору.

Пропорціональність між термоелектрорушійною силою і різницею температур спаїв досить точно підтверджується дослідом для багатьох комбінацій металів. Проте, в деяких випадках закономірність буде складніша.

На рис. 412 дано криві залежності термоелектрорушійної сили від різниці температур для спаїв заліза з нейзильбером, нікелем та ін. Ми бачимо, що для „термопари“ залізо — нейзильбер закономірність строго лінійна; інші термопари, особливо залізо — мідь і залізо — молибден, виявляють різке відхилення; для останніх термопар електрорушійна сила навіть змінює знак при збільшенні різниці температур.

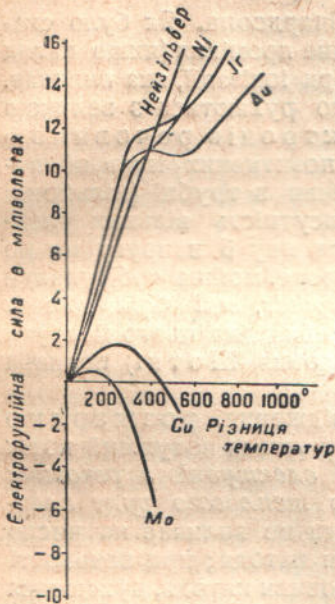


Рис. 412. Залежність термоелектрорушійної сили від різниці температур спаїв.

Явище виникнення термоелектрорушійної сили при зміні температури одного із спаїв широко використовується в лабораторній і технічній практиці як засіб для вимірювання температури. Справді, підтримуючи температуру одного із спаїв сталю, ми можемо проградуювати гальванометр, ввімкнений у коло термопари, прямо в градусах термометричної шкали. Такі термометри особливо часто застосовують для вимірювання високих температур порядку 1000° і дуже низьких температур, для яких звичайні термометри непридатні.

На рис. 413 подано туготопкий термоелемент, запропонований Ле-Шательє. Цей термоелемент виготовлений з платини з платиноподібним. Електрорушійна сила його пропорціональна температурі до 1600° з точністю до 10% . Кожні 100° дають електрорушійну силу



Рис. 413. Термоелемент Ле-Шательє.

близько $0,001$ V. Термоелемент вставлений у трубку з вогнетривкого матеріалу. Кінець *a*, де міститься спай обох металів, вставляють у піч, температуру якої хочуть виміряти; клеми *b* і *c* сполучають гальванометром, проградуюваним на градуси температури.

Зрозуміло, що енергія термоелектричного струму виникає кошту енергії джерела тепла. За рахунок витрати тепла відбувається прискорення теплового руху електронного газу, яке і виявляється у вигляді термоелектричного струму. З цього погляду термопара являє собою прилад, який безпосередньо перетворює теплоту в електричну енергію.

Спроби утворити технічний прилад, який ґрунтується на цьому принципі і спеціально призначений для перетворення тепла в електроенергію, робили неодноразово; проте, такі прилади — „термобатареї“ — не знайшли собі застосування, бо термобатарея віддає у вигляді електричної енергії лише $1-3\%$ витраченої теплоти.

§ 393. Явище Пельтьє. Пельтьє показав, що термоелектричні явища оборотні. Якщо пропускати електричний струм через кільце, спаяне з двох різнорідних металів, то, як показує дослід, місця спаїв набувають певної різниці температур; ця різниця температур змінює знак при зміні напрямку струму.

За теорією електронного газу явище Пельтьє пояснюється так. Для одного із спаїв рух електронів, спричинюваний зовнішньою електрору-

шійною силою, збігається з тим, який спричинюється різницею тисків електронного газу, в другому спаї вони протилежні. Таким чином, різниця тисків електронного газу в першому спаї сприяє рухові електронів як носіїв струму, прискорюючи їх рух. Енергія, витрачувана на це прискорення, одержується за рахунок внутрішньої енергії місця спаю; в зв'язку з цим температура спаю знижується. В другому спаї різниця тисків електронного газу протидіє рухові електронів як носіїв струму; в цьому спаї зовнішнє джерело електроенергії витрачає додаткову роботу, скеровану на перемагання зазначеної різниці тисків, у наслідок чого температура спаю підвищується.

§ 394. Термоелектронна емісія. Формула Річардсона. Як було сказано вище (§ 389), електрони, які утворюють катодне проміння (якщо катод не нагрітий), виділяються атомами газу при іонізації, яка виникає, коли на атоми газу налітають позитивні іони, що рухаються з великою швидкістю; поряд з цим маємо виділення електронів речовиною катода, яке відбувається в наслідок удару позитивних іонів об поверхню катода. Можна утворити таке розрідження в трубці (мільйонні частки міліметра ртутного стовпа), що через відсутність вільних електронів утворення катодного проміння припиниться, яку б напругу ми не прикладали до електродів трубки. Теоретично, проте, можна собі уявити утворення катодного проміння за рахунок електронів, які вириваються електричним полем з речовини катода. Але потрібна для цього напруга (якщо судити на підставі підрахунку, що його зробив Шоткі) повинна мати порядок величини 10 000 000 V на 1 см.

Утворивши в трубці зазначене крайнє розрідження, розжаримо катод. Тоді — навіть при незначній напрузі — утворюється потужний потік катодного проміння. В цьому випадку *викидання електронів з речовини катода відбувається в результаті інтенсивного теплового руху електронів*. Прикладена до електродів трубки напруга не впливає на число електронів, що вириваються щосекунди з речовини катода; при наявності електричного поля електрони, що вирвалися з речовини катода, рухаються в напрямі ліній електричного поля від катода, коли ж поля немає, вони падають назад, але на їх місце вилітають інші, і в просторі над поверхнею розжареного металу утворюється своєрідна електронна хмара.

Утворення електронної хмари над поверхнею розжареного металу являє собою явище, аналогічне випаровуванню рідини. Чим вища температура металу, тим більшої швидкості теплового руху набувають електрони всередині металу і тим більша їх кількість залишає поверхню розжареного металу. Кожний електрон, залишаючи метал, повинен перемогти притягання з боку позитивних іонів металу. Тому з „електронного газу“, який міститься всередині металу, вириваються назовні тільки найшвидші електрони, а саме ті, кінетична енергія яких перевищує „роботу виходу“.

Електронна хмара являє собою негативний заряд, розміщений у просторі близько від поверхні розжареного металу. Відмінно від звичайного поверхневого заряду електронну хмару називають „просторовим зарядом“, самий же процес випускання електронів розжареним тілом має назву термоелектронної емісії.

На явищі електронної емісії ґрунтується будова багатьох приладів, зокрема рентгенових трубок (§ 398) і електронних ламп (про них докладно буде сказано в розділі, присвяченому фізичним основам радіотехніки).

З підвищенням температури потік електронів, що їх випускає розжарений метал, зростає спочатку повільно, а потім усе швидше й швидше. Річардсон вивів теоретично формулу, що виражає залежність інтенсивності випускання електронів від температури тіла, яке випускає їх. Якщо розжарений метал являє собою катод розрядної трубки, до якої прикладена така напруга, що всі електрони, які випускаються металом,

захоплюються електричним полем, то інтенсивність випускання електронів вимірюватиметься величиною „струму емісії“, що припадає на кожний квадратний сантиметр розжареної поверхні металу. Зазначену величину I_s називають також густиною струму емісії при струмі насичення. (Якщо до електродів прикладена надто мала напруга, то не всі електрони, які випускаються металом, захоплюються полем, і густина струму буде менша, ніж при струмі насичення, тобто менша, ніж I_s .)

Формула Річардсона має такий вигляд:

$$I_s = A\sqrt{T} \cdot e^{-\frac{b}{T}} \quad (6)$$

Тут T —абсолютна температура, e —основа натуральних логарифмів ($e \approx 2,718$), A і b —сталі величини, які мають різні значення для різних металів.

Через те що константа b стоїть у показнику степеня, її величина має значно більший вплив на величину густини струму емісії I_s , ніж коефіцієнт A ; чим менша константа b , тим більша (при інших рівних умовах, тобто при заданих T і A) густина струму емісії.

За змістом виводу формули Річардсона коефіцієнт A пропорціональний числу електронів в одиниці об'єму електронного газу всередині металу. Емісійна константа b являє собою відношення „роботи виходу“ електрона, виміряної в ергах, до больцманівської сталої k (§ 151). Якщо наведені нижче числові значення константи b помножити на універсальну газову сталу, то добуті числа означатимуть „ніби заховану теплоту випаровування „граматома електронів“.

На рис. 414 показано, як зростає з підвищенням температури густина струму емісії для вольфраму. При підвищенні температури вольфраму від 2000 до 2100°, тобто лише на 5%, густина струму емісії збільшується майже в чотири рази.

Наводимо значення емісійних констант A і b для деяких металів і вугілля; значення константи A вказані для випадку, коли густина струму емісії I_s виражена в міліамперах на 1 см² розжареної поверхні металу.

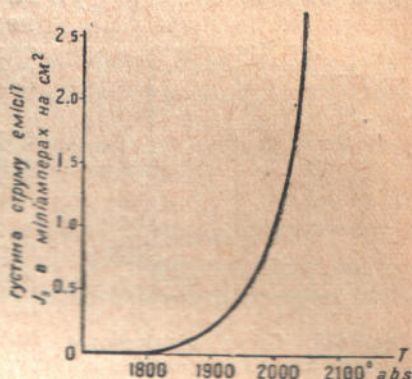


Рис. 414. Графік закону Річардсона для вольфраму.

Назва металу	A	b
Вольфрам	$23,6 \cdot 10^9$	52 500
Тантал	$11,9 \cdot 10^9$	50 000
Молібден	$22 \cdot 10^9$	50 000
Платина	$11,5 \cdot 10^9$	51 000
Вугілля	$2,4 \cdot 10^9$	48 700
Торій	$200 \cdot 10^9$	39 000
Нікель	$4,6 \cdot 10^9$	34 000

Деякі домішки надзвичайно сильно впливають на величину електронної емісії. Цей вплив домішок був детально вивчений багатьма вченими і особливо Лангмюіром (1913—1923 рр.). Вольфрам при незначній домішці торію (1—2%) дає випускання електронів, яке в багато тисяч разів перевищує випускання чистого вольфраму. Таке саме збільшення

емісії викликається домішками оксидів деяких металів. Струм емісії в 150 міліамперів на 1 см^2 поверхні розжареного чистого вольфраму дістають при температурі приблизно 2300° абсолютної шкали; при розжарюванні „оксидованого“ вольфраму ту саму густину струму емісії дістають при температурі приблизно 1300° К . Спеціально оброблений „торійований“ і „оксидований“ вольфрам дуже широко застосовується в приладах, що ґрунтуються на явищі електронної емісії.

§ 395. Гіпотеза про субелектрони. Досліди Міллікена. Не раз висловлювалось припущення, що спостережувані звичайно електрони не являють собою найменших електричних зарядів, які можуть існувати в природі. Висувались гіпотези про існування частинок, що мають заряд у десятки, в сотні або в тисячі разів менший, ніж заряд одного електрона; цим частковим зарядам електрона, що ніколи не спостерігались, була навіть дана окрема назва—субелектрони. Гіпотезу про субелектрони до недавнього часу особливо наполегливо підтримувала група віденських фізиків на чолі з Еренгафтом.

Найточніші досліди для визначення заряду електрона і для з'ясування питання про існування субелектронів були проведені (в 1909—1914 рр.) американським фізиком Міллікеном.

Міллікен спостерігав рух найдрібніших заряджених електрикою крапельок. З допомогою особливого пульверизатора дрібні крапельки масла вдували в камеру А, де вони повільно падали на дно (рис. 415). Багато з цих крапельок через тертя пульверизатора були зарядженими. Деякі з них, падаючи, попадали в отвір а і крізь нього в електричне

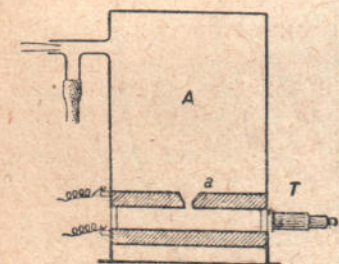


Рис. 415. Схема міллікенової камери для спостереження наелектризованих крапельок.

поле конденсатора. Тут рух крапельок можна було спостерігати крізь невеличке віконце з допомогою короткофокусної труби Т. Перезаряджаючи конденсатор і змінюючи, таким чином, напрям електричного поля в конденсаторі, можна було змушувати рухатись ту саму крапельку то вгору, то вниз, не випускаючи її в той же час з поля зору труби. З напруги, яку треба було створювати на обкладках конденсатора, для того щоб силою поля зрівноважити вагу крапельки, можна було визначити заряд крапельки. Дослід показав, що крапельки завжди несуть на собі заряди, кратні від заряду одного електрона.

В багатьох випадках рух однієї і тієї ж крапельки можна було спостерігати протягом кількох годин. Протягом цього часу заряд краплі кілька разів раптом різко змінювався через випадкове приєднання до неї іонів повітря. Зміна заряду завжди відбувалась на величину заряду одного або двох електронів. Таким чином була спростована гіпотеза про існування субелектронів і було доведено, що *заряд електрона являє собою не якусь середньостатистичну величину, а є справжнім атомом електрики.*

З допомогою описаних дослідів Міллікен знайшов, що числове значення заряду електрона дорівнює $4,774 \cdot 10^{-10}$ абс. ел.-ст. од. кількості електрики.

§ 396. Вимірювання енергії електронів у вольтфарадеях (у „вольтах“). Кінетичну енергію електрона часто буває зручно вимірювати в особливих одиницях енергії—у вольтфарадеях.

Нагадаємо, що числом Авогадро називають число молекул у грам-молі ($N_{Av} = 6,06 \cdot 10^{23}$); сумарний заряд авогадрового числа електронів називають фарадеєм. Цей заряд дорівнює:

$$1 \text{ фарадей} = N_{Av} \cdot e = 96\,494 \text{ кулонам.}$$

При електролізі носієм цього заряду є грамаквівалент речовини (§ 409). Робота, виконувана зарядом в 1 фарадей при проходженні різниці потенціалів в 1 вольт, має назву *вольтфарадея*. Робота ця, очевидно, дорівнює 96 494 джоулям.

$$1 \text{ вольтфарадей (1 „вольт“) } = 96,5 \cdot 10^{10} \text{ ергів } = 23,06 \text{ кг-кал.} \quad (7)$$

Вольтфарадей часто позначають скорочено символом „вольт“, при чому звичайно (це може викликати непорозуміння) не ставлять навіть лапок, які вказують, що мова йде про одиницю енергії, а не про одиницю напруги.

Очевидно, що один електрон, пробігаючи різницю потенціалів у V вольтів, набуде енергії, рівної:

$$\frac{V}{N_{Av}} \text{ „вольтів“ } = 1,59 \cdot 10^{-12} \cdot V \text{ ергів.} \quad (8)$$

§ 397. Формула для обчислення швидкості електронів. Якщо електрон проходить різницю потенціалів V без співударянь з атомами, то його кінетична енергія дорівнюватиме роботі електричних сил (форм. 8). Отже:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{V}{N_{Av}} \text{ „вольтів“.}$$

З цього співвідношення, знаючи масу електрона m і напругу V , яку пробігає електрон (без втрати енергії на співударяння), легко обчислити швидкість, що її набуває електрон:

$$v = \sqrt{\frac{2V \text{ „вольт“}}{mN_{Av}}}$$

Добуток mN_{Av} являє собою вагу „граматома електронів“; через те що електрон у 1840 раз легший атома водню, то, отже: $mN_{Av} = \frac{1}{1840}$ г. Беручи до уваги, що 1 „вольт“ = $96,5 \cdot 10^{10}$ ергів, знаходимо:

$$v = \sqrt{2 \cdot 96,5 \cdot 10^{10} \cdot 1840 \cdot V} \frac{\text{см}}{\text{сек}},$$

або остаточно:

$$v = 600\sqrt{V} \frac{\text{км}}{\text{сек}}. \quad (9)$$

Наведена нижче таблиця, обчислена за цією формулою, показує, яких величезних швидкостей набуває електрон, пробігши (без втрати енергії на співударяння) порівняно невеликі¹⁾ різниці потенціалів V .

Таблиця 23.

Різниця потенціалів V у вольтах . .	1	25	100	1000	10 000	63 000
Швидкість електрона v в км/сек . .	600	3 000	6 000	19 000	60 000	150 000
Швидкість електрона v в частках швидкості світла	1/500	1/100	1/50	1/16	1/5	1/2

¹⁾ Для дуже великих різниць потенціалів, коли швидкість електронів стає близькою до швидкості світла, в наведений нами розрахунок треба ввести поправку на залежність маси електрона від швидкості (§ 402). Якщо ввести цю поправку, то виявиться, що ні при якій різниці потенціалів швидкість електрона не може стати рівною швидкості світла.

§ 398. Рентгенове проміння. В 1895 р. Рентген виявив, що з кружкової трубки виходить особливе проміння, яке не видиме для ока, але впливає на фотографічну пластинку і викликає флюоресценцію деяких речовин (наприклад, цинк-сульфіду, барій-платиноціаніду і т. ін.). Проміння це проходить через скло і через багато речовин, непрозорих для проміння видимого світла (наприклад, через картон, дерево, органічні тканини). Виявилось, що різними речовинами це проміння вбирається тим сильніше, чим більший атомний номер елементів, з яких складається речовина.

Проміння це (воно тепер називається промінням Рентгена) іонізує гази, роблячи їх електропровідними. В магнітному і електричному полях проміння Рентгена не відхиляється.

Рентген встановив, що відкрите ним проміння виходить з тих місць трубки, на які падає катодне проміння. Найінтенсивніше випромінювання можна дістати, поставивши на шляху катодного пучка пластинку, виготовлену з важкого металу, наприклад, вольфраму або платини.

Рентгенове проміння знайшло широке застосування в медицині і в техніці. В зв'язку з цим надзвичайно розвинулась техніка одержання рентгенового проміння і його використання — рентгентехніка. Одночасно вивчення властивостей рентгенового проміння дало дуже цінний матеріал для теоретичної фізики.

Установка для одержання рентгенового проміння складається з апарату, що дає постійний щодо напрямку „випрямлений“ струм високої напруги, і рентгенової трубки. Тепер найбільш поширені рентгенові трубки з розжарюваним катодом — трубки Куліджа. У скляному балоні, з якого викачано повітря до вакуума 10^{-6} — 10^{-7} мм ртутного стовпа, знаходиться вміщена в металічний циліндр плоска вольфрамова спіраль K , що є катодом; ця спіраль

Рис. 416.

Трубка Куліджа.

розжарюється струмом від спеціального трансформатора розжарювання. Анодом (або, інакше, „антикатодом“) служить вольфрамова або платинова пластинка A (в деяких спеціальних трубках пластинка з молібдену, срібла, міді або заліза), впаяна в основу порожнистого мідного циліндра.

Якщо підвищувати температуру розжарення нитки, збільшуючи величину розжарюючого струму, то зростає електронна емісія спіралі і відповідно збільшується інтенсивність рентгенового випромінювання при незмінній „якості“ проміння. При збільшенні напруги, прикладеної до трубки, також збільшується інтенсивність рентгенового проміння, але при цьому зростає „жорсткість“ проміння, тобто здатність його проходити крізь речовину — „проникаюча здатність“.

Для зручнішого регулювання інтенсивності випромінювання Лілієнфельд запропонував рентгенову трубку, яку схематично подано на рис. 417. У нижній частині балона розміщений розжарюваний стороннім струмом (у 10 — 15 V) вольфрамовий дріт G . Між просвердленим катодом K і дротом G накладається напруга в кілька сот вольтів, яка примушує електрони, що випускаються дротом G , проходити через отвір у катоді. Між катодом і антикатодом A діє висока напруга порядку $100\,000$ V, яка надає електронам прискорення. Вгорі є резервуар з водою для охолодження мідного циліндра, в нижню основу якого впаяна антикатодна

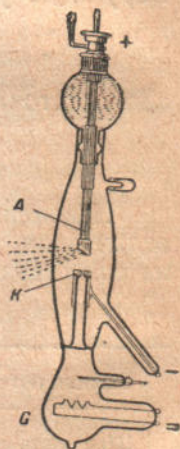


Рис. 417. Трубка Лілієнфельда.

пластинка. При сталій температурі розжарення дроту G , змінюючи напругу між дротом G і катодом K , можна в широких границях змінювати кількість електронів, які проходять через отвір у катоді, і регулювати таким чином інтенсивність рентгенового випромінювання.

Як було згадано, живлення рентгенових трубок відбувається „випрямленим“ струмом високої напруги. Для випрямлення струму, одержуваного

від трансформатора, найчастіше служать розрядні трубки особливої будови — кенотрони. Подібно до трубки Куліджа кенотрон являє собою відкачану до крайніх меж розрядження розрядну трубку з розжареним катодом. Катодом кенотрона служить розжарювана стороннім струмом вольфрамова спіраль; анодом служить танталовий кружечок або кулька (рис. 418). Проходження струму через таку трубку зумовлене емісією електронів від розжареного катода до анода; якщо анод не нагрітий, то в зворотному напрямі струм не може проходити. Струм не проходить в зворотному напрямі навіть при напрузі 150 000—300 000 V.

Рис. 418. Пустотний випрямляч з розжареним катодом (кенотрон).

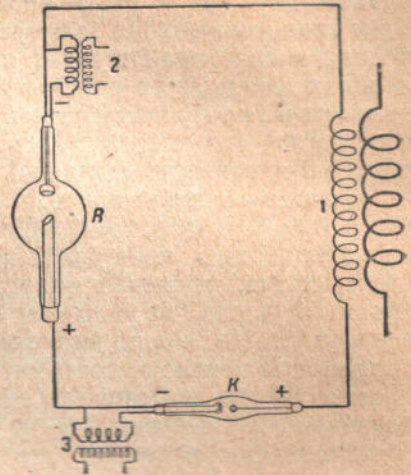


Рис. 419. Схема рентгенової установки.

На рис. 419 показано найпростішу схему живлення рентгенової трубки струмом. На схемі: 1 — трансформатор високої напруги, 2 і 3 — трансформатори розжарення рентгенової трубки і кенотрона, R — рентгенова трубка і K — кенотрон.

В медицині застосовують для діагностики рентгенові трубки на напруги близько 60 000 V при величині струму від 10 до 400 mA (величину струму добирають відповідно до часу просвічування: коли користуються струмом 200—400 mA, то вмикають струм тільки на 5—10 секунд). У техніці користуються установками і трубками двох типів: на великі напруги до 400 000 V і вище і на порівняно малі напруги 30 000—80 000 V.

Ряд досліджень з вичерпною переконливістю показав, що рентгенове проміння подібно до проміння видимого світла являє собою електромагнітні хвилі, але з дуже малою довжиною хвилі. Найкоротші хвилі видимого спектра мають довжину $4 \cdot 10^{-5}$ см. Довжина хвилі м'якого рентгенового проміння вимірюється кількома ангстремами, а жорстких — частками ангстрема (1 ангстрем дорівнює 10^{-8} см).

Рентгенове випромінювання виникає при раптовій зупинці електронів біля поверхні анода. Кожний електрон, що рухається, подібно до електричного струму утворює магнітне поле. Різка зупинка електрона приводить до швидкого знищення магнітного поля, що його супроводить, при цьому в сусідніх точках індуктується за законами електродинаміки електричне поле, яке, зникаючи, збуджує знову магнітне поле і т. д.; таким чином виникає і поширюється короткий електромагнітний імпульс. Чим швидший електрон, тим більш різка його зупинка біля анода, тим менша довжина хвиль рентгенового випромінювання, що створюється при цьому, тим випромінювання це, як кажуть, „більш жорстке“¹⁾.

¹⁾ Треба відзначити, що таке трактування виникнення суцільного рентгенового спектра недостатнє для пояснення особливостей розподілу в ньому енергії за довжинами хвиль.

В 1912 р. був знайдений спосіб точного визначення довжини хвиль рентгенового проміння (§ 521). Відтоді спектри рентгенового проміння вивчені дуже детально. На рис. 420 наведені криві, які характеризують розподіл енергії у випромінюванні гальмування (у „суцільному“, в „білому“ рентгеновому випромінюванні); ϵ_λ означає енергію, що припадає на проміння з довжиною хвилі від λ до $\lambda + d\lambda$; на осі абсцис відкладені довжини хвиль в ангстремах (умовне позначення ангстрема: Å). Крім „випромінювання гальмування“, речовина антикатада випускає (при досить великих швидкостях електронів) ще так зване характеристичне випромінювання, вся енергія якого припадає на певні характерні для даної речовини антикатади довжини хвиль.

§ 399. Фотоелектричний ефект. Коли на поверхню провідника падає проміння світла, то метал випускає електрони і через це сам заряджається позитивно. Це явище випускання електронів освітлюваною поверхнею металу має назву фотоелектричного ефекту або, скорочено, фотоефекту.

Дослідами виявлено, що кількість електронів, які вилітають з металу, пропорціональна тій енергії випромінювання даного спектрального складу, яка падає на поверхню металу. При цьому виявляється, що швидкість електронів, які випускає метал, зростає із зменшенням довжини хвилі випромінювання; іншими словами, швидкість електронів зростає при збільшенні частоти випромінювання.

Надзвичайно важлива особливість явища фотоефекту полягає в тому, що для кожної даної металічної поверхні існує цілком певна мінімальна частота випромінювання, здатного виривати з металу електрони; освітлення металу промінням меншої частоти не дає ніякого ефекту.

Перелічені властивості фотоефекту не можна пояснити з погляду хвильової природи світла; їх, проте, легко можна зрозуміти з погляду квантової теорії. Виходячи з теорії квантів, Ейнштейн у 1905 р. дав просте рівняння, яке розкриває суть фотоефекту.

Квант радіації (випромінювання) з частотою ν має енергію, рівну $h\nu$ ($h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ ерг · сек — стала Планка; § 167). Уявимо собі, що вся ця енергія переходить до якогось електрона, що знаходився всередині атома речовини. Якщо A_1 є робота, потрібна для виривання електрона з атома (тобто для іонізації атома), і A_2 — робота, потрібна для виведення електрона крізь поверхневий шар речовини, то кінетична енергія електрона, який виривався назовні, становитиме:

$$K = h\nu - (A_1 + A_2). \quad (10)$$

Зокрема, з погляду класичних уявлень не можна пояснити існування границі суцільного спектра з боку малих довжин хвиль, визначуваної формулою:

$$\lambda_{\min} = \frac{12\,300}{V} \text{ ангстремів,}$$

де V — різниця потенціалів між електродами трубки, виражена у вольтах. Повніша теорія рентгенового спектра створена на основі квантових уявлень про природу рентгенового проміння (§ 555).

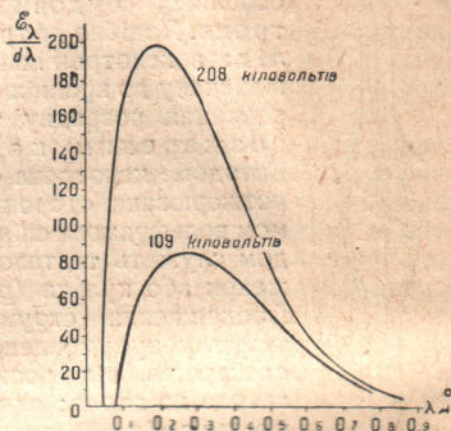


Рис. 420 Розподіл енергії в суцільному рентгеновому випромінюванні при напрузі на електродах в 109 000 і 208 000 В.

В цьому рівнянні Ейнштейна маємо пояснення всіх основних властивостей фотоefекту. Ми бачимо, що для вильоту електронів треба освітлювати поверхню тіла промінням такої частоти ν , щоб $h\nu$ було більше суми $A_1 + A_2$. Кінетична енергія, а, отже, і швидкість електронів, які вилітають, тим більша, чим більша частота випромінювання ν , тобто чим менша довжина хвилі. Число вирваних електронів визначається числом квантів, що падають на поверхню тіла. Через це кількість висланих за секунду електронів пропорціональна потужності радіації, яку вбирає тіло.

При освітленні рентгеновим промінням, яке має дуже велику частоту, вириваються електрони, що були розміщені глибоко всередині атома (для них робота виривання A_1 велика). Освітлення видимим і ультрафіолетовим промінням викликає завжди звільнення периферійного в атомі електрона.

Від описаного вище „нормального“ фотоefекту відрізняють так званий „селективний фотоefект“, спостережуваний у лужних металів. Особливість селективного фотоefекту полягає в тому, що при освітленні лужного металу радіацією, яка має якусь певну довжину хвилі, виявляється максимум електронної емісії; якщо освітлювати той самий метал промінням більшої або меншої частоти, виривається менше число електронів.

Якщо електрони вириваються дією радіації з атомів речовини, але при цьому залишаються всередині тіла, а не вириваються назовні, то електропровідність речовини зростає. Цим явищем „внутрішнього фотоefекту“ пояснюється різке збільшення електропровідності селену, коли його піддавати освітленню.

§ 400. Фотоеlementи. Прилади для спостереження і використання фотоefекту — фотоеlementи — роблять звичайно так (рис. 421). Частину внутрішньої поверхні колби вкривають шаром металу (наприклад, шаром натрію, калію, цезію і т. д.; звичайно ці метали наносять на „підшар“ із срібла); цей шар металу K є катодом. Частину колби залишають прозорою для освітлення катодного шару.

Всередині колби вміщують другий електрод A — анод, що являє собою сітку, кільце або просто металічний ввід у центрі. Колба відкачується, і між електродами накладається різниця потенціалів. Електрони, що вириваються під дією світла з катодного шару металу, прямують до анода й зумовлюють проходження струму.

Для спостереження фотоefекту вмикають у коло гальванометр. Величина одержуваного струму залежить від освітленості і має звичайно порядок величини 10^{-5} амперів. При сталій освітленості величина фотоструму спочатку зростає з напругою, але при збільшенні напруги до 200 — 250 V всі електрони, що їх випускає катод, вловлюються анодом, і через це настає „насичення“, отже, дальше підвищення напруги вже не приводить до збільшення величини струму.

При виготовленні технічних фотоеlementів металічний катод особливим способом „обробляють“ (його піддають впливові сірки, водню, кисню), що підвищує його чутливість. Для посилення фотоструму колбу фотоеlementа наповнюють інертним газом (неоном або аргоном); у цьому випадку кожний фотоелектрон, рухаючись із великою швидкістю до анода, викликає на своєму шляху іонізацію багатьох атомів газу, що утворює іонний струм, у 25 — 50 раз більший, ніж струм фотоелектронної емісії¹⁾.

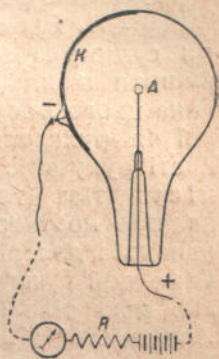


Рис. 421. Фотоеlement.

¹⁾ Такі фотоеlementи дають струм до 500 μ A на люмен

Великого поширення набув фотоелемент із „запірним шаром“. Цей фотоелемент (рис. 422) являє собою дві виготовлені з окисдованих металів пластинки *A* і *B*, що дотикаються одна до одної і вкриті зверху тонким прозорим шаром металу. Цей шар металу сполучають провідником з нижньою пластинкою. Під дією світла у фотоелементі виникає струм, який іде в напрямі від півпровідника *B* до металу *A*. В цьому випадку немає потреби напрямляти рух електронів ззовні прикладеною напругою.

До останнього часу дію цих фотоелементів з запірним шаром пояснювали тим, що вихід фотоелектронів, звільнених світлом у пластинці *B*, відбувається переважно в напрямі $B \rightarrow A$. Проте, недавні роботи Вайбеля (1932 р.) вказують, що переважне значення тут мають не фотоелектричні, а термоелектричні явища. Ці своєрідні фото- (або, можливо, термо-) елементи „з запірним шаром“ дають удвоє більшу величину струму, ніж звичайні фотоелементи. З допомогою їх вдається перетворити енергію падаючого випромінювання в електричний струм з максимальним доступним тепер коефіцієнтом корисної дії.

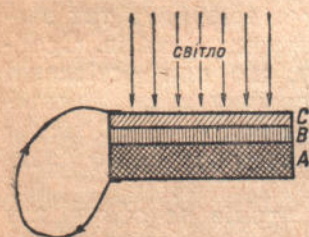


Рис. 422. Фотоелемент із „запірним шаром“.

Фотоелементи дозволяють перетворити зміни інтенсивності і зміни забарвлення світла в електричні струми. На цьому ґрунтуються їх численні застосовання. У поєднанні з катодними підсилювачами фотоелементи зробили можливим здійснення чутливих автоматів, що реагують на зміни освітленості: автомати, що відкривають двері, що вмикають і вимикають освітлення, що керують світлофорами, що сортують дрібні речі і т. д.

Завдяки фотоелементам стало можливим винайдення звукового кіно.

§ 401. Електромагнітне походження маси електрона. Про масу тіла ми судимо з величини того опору, який тіло чинить, коли ми хочемо змінити швидкість його руху. Механіка Ньютона вчить нас, що величина цього опору не залежить від того, чи перебувало раніше тіло в спокої чи рухалось. Механіка Ньютона твердить, що при будьякій швидкості руху тіло має ту саму масу. З погляду механіки Ньютона інертність тіла (тобто величина опору, який треба подолати, щоб, діючи на тіло протягом однієї секунди, збільшити швидкість тіла на 1 см/сек) однакова для різних напрямів сили і однакова для будьяких швидкостей. Саме цей факт ми й хочемо констатувати, коли говоримо, що інертність або маса тіла інваріантна (незмінна) відносно станів руху. Поняття „інертність“ і „маса“ майже рівнозначні. Ідучи за історичною традицією, ми розрізняємо ці поняття як причину і наслідок. Масу тіла ми уявляємо собі як міру його інертності.

Маса тіла може бути зумовлена або властивостями самого тіла, або властивостями середовища, в якому воно рухається. В зв'язку з цим ми відрізняємо „справжню масу“ від „позірної маси“ тіла. Опір, що його чинить тіло спробам змінити швидкість його руху у в'язкому середовищі, значно більший від справжньої інертності тіла, бо в цьому випадку, надаючи тілу прискорення, ми повинні одночасно привести в рух значні маси навколишнього середовища. Загальновідомий факт, наскільки трудні і повільні рухи людини у воді. Дослідом встановлено, що бульбашка повітря об'ємом 1 см^3 у воді має інертність, рівну приблизно половині грама; разом з тим справжня маса повітря, що міститься всередині такої бульбашки, являє собою величину приблизно рівну одній тисячній частці грама.

Будьяке тіло ми можемо уявити собі як таке, що рухається поза тим середовищем, яке зумовлює позірне наростання його маси. З цього погляду ми маємо рацію, коли розглядаємо позірну масу як зовнішню

властивість тіла, відмінно від справжньої маси, що є його невід'ємною властивістю. Але коли через своєрідні особливості самого тіла було б неможливо уявити собі рух цього тіла поза середовищем, що зумовлює наростання його маси, то в цьому випадку було б нелогічним розглядати позірну масу як якусь зовнішню властивість тіла, протиставляючи її справжній масі.

По суті саме цей випадок ми й маємо під час руху електрично зарядженого тіла.

Рух електрично зарядженого тіла завжди супроводиться виниканням магнітного поля.

Неважко зрозуміти, чому магнітне поле, яке виникає під час руху зарядженого тіла, надає тілу додаткової інертності. На утворення магнітного поля треба витратити роботу. При загальмовуванні енергія магнітного поля обертається в роботу, спрямовану проти загальмовуючих сил. Магнітне поле, яке рухається разом із зарядженим тілом, прагне зберегти швидкість і напрям руху незмінним.

Відносно рухомого зарядженого тіла магнітне поле відіграє роль середовища, що принципіально невід'ємне від рухомого зарядженого тіла. Якщо йде мова про заряджене тіло макроскопічних розмірів, то ми ще можемо зберегти протиставлення позірної маси, частково зумовленої магнітним полем, і його справжньої маси, розуміючи під справжньою масою масу незарядженого тіла. Інша справа електрон. Матеріальна частинка з масою, що дорівнює масі електрона, але позбавлена властивого електронів заряду, ніколи не спостерігалась, і ми не маємо підстав припускати, що існування електрона, позбавленого заряду, взагалі можливе. Через це ми не можемо розглядати рух електрона окремо і незалежно від супровідного йому магнітного поля. Ми повинні тому зробити висновок, що інертність магнітного походження для електрона зовсім не є зовнішньою властивістю. Оскільки „позірна маса“ електрона зумовлена магнітним полем, а магнітне поле невід'ємне від рухомого електрона, то очевидно, що позірна маса і повинна розглядатись як справжня маса електрона.

Енергія магнітного поля зростає при збільшенні швидкості руху приблизно пропорціонально квадратові швидкості. В зв'язку з цим інертність зарядженого тіла, зумовлена магнітним полем, не є величина інваріантна, а залежить від швидкості руху. Чим більша швидкість, тим значніший вплив магнітного поля на заряджене рухоме тіло, тим стійкіший рух. Інертність магнітного походження найменше значення має тоді, коли тіло в спокої. Проте, і в цьому випадку вона зовсім не дорівнює нулеві, бо для того, щоб привести заряджене тіло, яке перебувало раніше в спокої, в рух, уже треба витратити роботу на утворення магнітного поля.

Електромагнітна маса електрона може бути наперед обчислена теоретично. Один із простіших розрахунків, проте, недосить точний з причин, які будуть вказані нижче, такий.

Припустимо, що крім маси електромагнітного походження, електрон має ще масу якогось іншого, не зв'язаного з його зарядом походження. Чи вірне це припущення, чи ні, до цього питання ми повернемось пізніше. Позначимо цю особливу неелектромагнітну масу буквою μ . Якщо електрон рухається з швидкістю v , то кінетична енергія його дорівнює $\mu \frac{v^2}{2}$.

Електродинаміка встановлює, що магнітне поле рухомого зарядженого тіла великою мірою залежить від розмірів тіла і від того, як розміщені заряди всередині тіла. Якщо рухоме тіло являє собою сферу радіуса a , заряджену кількістю електрики e , зосередженої на поверхні сфери, то енергія магнітного поля такого тіла, що рухається із швидкістю v , наближено дорівнює $W_m = \frac{e^2}{3a} \frac{v^2}{c^2}$. Таким чином, загальна енергія електрона,

якщо припускати, що електрон сферичний і що заряд його рівномірно розміщений по поверхні сфери, дорівнює:

$$\mu \frac{v^2}{2} + \frac{e^2}{3a} \frac{v^2}{c^2} = \left(\mu + \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2} \right) \frac{v^2}{2}.$$

Неважко бачити, що вираз, узятий в дужки, відобрає роль маси:

$$m = \mu + \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2}.$$

Якби ми виходили з гіпотези, що заряд електрона не зосереджений на його поверхні, а рівномірно розподілений по всьому його об'єму, то ми дістали б для електромагнітної маси електрона аналогічний вираз, помножений на $\frac{2}{5}$ замість $\frac{2}{3}$. Одержана нами формула показує, що електромагнітна маса електрона, так само як і всякого взагалі сферичного зарядженого тіла, тим більша, чим менший його радіус. Якби ми захотіли експериментально виявити інертність електромагнітного походження, вивчаючи рух заряджених кульок, нам це, безумовно, не вдалося б, не зважаючи на надзвичайну точність сучасного лабораторного дослідю. Справді, знайдена нами формула показує, що кулька радіусом в 1 см (а така кулька, як відомо, має ємність, рівну одному сантиметрові в абсолютних електростатичних одиницях), заряджена до потенціала в мільйон вольтів, має масу, зумовлену електромагнітним полем, рівну

$$\frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2} = \frac{2}{3} \left(\frac{10^6}{300} \right)^2 \frac{1}{(3 \cdot 10^{10})^2} \approx 10^{-13} \text{ г.}$$

Припустимо, що вся маса електрона — електромагнітного походження, тобто що $\mu = 0$, в такому випадку знайдена нами формула дозволяє обчислити радіус електрона. Справді, з дослідю знайдено, що маса електрона в 1847 раз менша маси атома водню; отже, вона дорівнює частці від ділення 1 г на число Авогадро і на 1847, що дає $m = 9 \cdot 10^{-28}$ г.

Звідси:

$$a = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^2} \frac{1}{m} = \frac{2}{3} \left(\frac{4,77 \cdot 10^{-10}}{3 \cdot 10^{10}} \right)^2 \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^{-28}} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Це співвідношення вказує на те, що радіус електрона в 100 000 раз менший від радіуса атома (радіус атома — величина порядку 10^{-8} см).

§ 402. Поперечна і поздовжня маса електрона. Формула Лоренца—Ейнштейна для залежності маси електрона від швидкості. Розрахунок маси електрона, який ми навели в попередньому параграфі, правильний тільки для швидкостей малих порівняно з швидкістю світла. Він стає неточним, якщо швидкість руху електрона досягає помітних часток швидкості світла. При дальшому збільшенні швидкості похибка одержаної нами формули швидко зростає.

Для спрощення розрахунку ми ввели три припущення, які при точному розрахунку не можуть мати місця.

Поперше, ми прийняли, що енергія магнітного поля рухомого електрона виражається простою формулою $W_m = \frac{e^2}{3a} \left(\frac{v}{c} \right)^2$. Насправді залежність енергії магнітного поля електрона від швидкості його руху виражається складнішим законом. Закон цей може бути написаний у вигляді нескінченного ряду, в якому прийнятий нами вираз $\frac{e^2}{3a} \left(\frac{v}{c} \right)^2$ відобрає роль

першого члена, при чому всі інші члени ряду містять вищі степені відношення $\frac{v}{c}$. При швидкостях малих порівняно з швидкістю світла, коли відношення $\frac{v}{c}$ значно менше одиниці, сума всіх дальших членів ряду становить незначну величину, на яку можна не зважати порівняно з першим членом ряду.

Подруге, ми не взяли до уваги надзвичайно важливої особливості маси електрона, а саме залежності маси від напрямку. Ми припускали, що маса електрона від напрямку прискорення не залежить. Ми припускали, інакше кажучи, що стійкість руху електрона з погляду числового значення швидкості і з погляду прямолінійності траєкторії однакова. Насправді це не так. Виявляється, що при швидкості руху електрона, близькій до швидкості світла, легше надати електроніві бічного прискорення, тобто порушити прямолінійність цього руху, ніж збільшити числове значення швидкості в напрямі його шляху.

Перший закон Ньютонової механіки говорить, що всяке тіло, залишене на самого себе, зберігає стан рівномірного прямолінійного руху. Вплив сил виявляється або в тому, що швидкість тіла змінюється щодо величини, або в тому, що порушується прямолінійність його траєкторії. Вже в цьому класичному формулюванні першого закону механіки можна бачити натяк на двоїстість маси. З одного боку, маса зумовлює стійкість швидкості руху, з другого — вона визначає прямолінійність траєкторії. В зв'язку з цим ми могли б говорити про інертність поздовжню і про інертність поперечну. Під поздовжньою інертністю ми повинні були б у такому випадку розуміти той опір, який тіло чинить, коли ми хочемо надати тілу додаткового прискорення в напрямі його шляху; під поперечною інертністю ми повинні були б розуміти опір, що його тіло чинить при спробі змінити напрям його руху. Проте, в класичній механіці, коли мова йде про рух незаряджених тіл, таке розчленовання маси або інертності тіла на масу поздовжню і поперечну, хоч і було б логічне, але не могло б дати ніякої користі, бо другий закон механіки Ньютона встановлює, що інертність тіла для різних кутів між швидкістю і прискоренням чисельно однакова. Те саме має місце і для електрона при малих швидкостях руху. Але при великих швидкостях опір, що його чинить електрон при спробі надати йому прискорення в напрямі шляху, не дорівнює опоріві, що його при тій самій швидкості руху чинить електрон, коли ми хочемо надати йому прискорення в напрямі, перпендикулярному до напрямку руху. Легше викривити траєкторію електрона, який швидко летить, ніж чисельно збільшити швидкість його руху. Тому в динаміці електрона розмежування поздовжньої і поперечної маси є істотно необхідним.

Примітка. Коли ми маємо масу, що залежить від швидкості, то виникає потреба вибирати між двома можливими формулюваннями другого закону механіки:

$$\text{I. } F = m \frac{dv}{dt}.$$

$$\text{II. } F = \frac{d(mv)}{dt}.$$

Все сказане в наведеному вище абзаці стосується того випадку, коли в побудові механіки ми виходимо з першого „шкільного“ формулювання*: $F = m \frac{dv}{dt}$. В цьому випадку, беручи до уваги той факт, що однакові за величиною сили надають електроніві різних прискорень залежно від кута між силою і напрямом руху, ми неминуче приходимо до розмежування понять поздовжньої і поперечної маси електрона.

Інакше стоїть справа, коли в побудові механіки виходити з Ньютонового формулювання другого закону: $F = \frac{d(mv)}{dt}$. Тоді, виявляється, вже немає потреби розрізняти поздовжню

і поперечну масу електрона; в цьому випадку для всіх кутів між силою і напрямом руху ми повинні будемо приписати електроніві ту саму масу, а саме таку, яку в першому випадку ми приписуємо електроніві при поперечній дії сили.

Третє спрощення, яке ми зробили в наведеному вище розрахунку маси електрона, полягало в тому, що ми ігнорували можливу мінливість форми електрона. Електромагнітне поле, викликане електронем, впливає на електрон, коли ми хочемо змінити швидкість і напрям його руху. Постає питання, чи не існує цього впливу завжди, зокрема і тоді, коли електрон рухається прямолінійно і рівномірно, і чи не зводиться в такому випадку вплив поля на електрон до стаціонарної деформації поверхні електрона. Тут немає можливості викладати всі ті міркування, які зв'язані з цим питанням. У всякому разі треба відзначити, що коли б формули електродинаміки і дані досліду привели нас до висновку, що електромагнітне поле справді деформує електрон, то було б неправильно розглядати цей висновок як несподіваний і незрозумілий.

Уперше строгий розрахунок залежності поздовжньої і поперечної маси електрона від швидкості його руху і від величини його заряду був проведений в 1902 р. Абрагамом. Абрагам виходив з гіпотези сферичного розподілу заряду і припускав, що форма електрона під час його руху не змінюється.

Трохи пізніше Лоренц обчислив масу електрона, виходячи з іншої гіпотези, а саме Лоренц припустив, що рух електрона супроводиться його сплюсненням у напрямі руху, при чому розміри електрона в напрямі, перпендикулярному до руху, залишаються незмінними, а радіус електрона в напрямі руху зменшується пропорціонально $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, де v — швидкість руху електрона, а c — швидкість світла.

Гіпотеза деформованого електрона виникла як один із способів пояснення причин негативного результату дослідів Майкельсона (§ 13). Завдання дослідів Майкельсона, які він уперше поставив у 1881 р. і які пізніше продовжили Морлей і Міллер, полягало в тому, щоб з допомогою спектральних методів встановити швидкість руху Землі відносно світового ефіру. Аналіз дослідів Майкельсона привів Ейнштейна до теорії відносності. Висновки теорії відносності стосовно до законів, які визначають залежність маси електрона від швидкості, збігаються з висновками Лоренца. Математичний зміст теорії відносності і гіпотези стиску електрона майже однаковий.

Формули, що їх дістали Лоренц і Ейнштейн для залежності поперечної m_{\perp} і поздовжньої m_{\parallel} маси електрона від швидкості v , мають такий вигляд:

$$m_{\perp} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad (11)$$

$$m_{\parallel} = \frac{m_0}{\sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^3}}, \quad (12)$$

де m_0 — маса електрона, що перебуває в стані спокою; $m_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2}$.

Якщо праву частину цих формул розкласти в ряд Тейлора, то дістанемо:

$$m_{\parallel} = m_0 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{15}{8} \frac{v^4}{c^4} + \frac{35}{16} \frac{v^6}{c^6} + \dots \right),$$

$$m_{\perp} = m_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \frac{5}{16} \frac{v^6}{c^6} + \dots \right).$$

При малих швидкостях, коли $\frac{v}{c}$ дуже мале, формули ці дають відповідно до одержаного нами вище виразу:

$$m_{\perp} = m_{\parallel} = m_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2}.$$

Експериментальні дані говорять на користь теорії Лоренца і Ейнштейна; формули, виведені Абрагамом на підставі гіпотези недеформованого електрона, даним дослідів не відповідають.

§ 403. Результати експериментальної перевірки формули Лоренца—Ейнштейна. Залежність маси електрона від швидкості експериментальним шляхом була вперше вивчена Кауфманом (1899—1906 рр.). Кауфман вимірював відхилення β -променів радіо (потік електронів)¹⁾ в магнітному і електричному полях. З величини відхилення електронів від прямолінійного шляху, знаючи напруженості магнітного й електричного полів, неважко обчислити поперечну інертність електрона (§ 384). Виміри Кауфмана мали якісний характер і не могли з достатньою виразністю вказати, яким формулам, Лоренца—Ейнштейна чи формулам Абрагама, ми повинні дати перевагу.

В 1909 р. були опубліковані нові точні дослідження Бухерера, повторені ще з більшою точністю в 1914 р. Нейманом. Бухерер, так само як і Кауфман, вивчав відхилення β -променів радіо в магнітному і електричному полях. Ці виміри незаперечно встановили, що ніякої іншої маси, крім маси електромагнітного походження, електрон не має. Якби крім маси електромагнітного походження, яка за теорією Лоренца—Ейнштейна повинна дорівнювати $\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, електрон мав ще масу μ

неелектромагнітного походження, що від швидкості не залежить, то тоді залежність сумарної поперечної маси електрона від швидкості повинна була б визначатись формулою:

$$m_{\perp} = \mu + \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

Неважко бачити, що в цьому випадку добуток безпосередньо спостереженої маси m_{\perp} на $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ не був би величиною сталою, а мав би різні значення залежно від швидкості руху електронів, а саме: цей добуток повинен був би меншати при зростанні швидкості. Навпаки, якщо ніякої іншої маси, крім маси електромагнітного походження, електрон не має, то добуток спостереженої поперечної маси електрона m_{\perp} на $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ повинен був би бути величиною, однаковою для всіх швид-

¹⁾ В радіоактивних випромінюваннях ми розрізняємо три види променів: α -промені, які являють собою потік викинутих з надр радіоактивних атомів позитивно заряджених дво-валентних іонів гелію, β -промені, які складаються з електронів, і γ -промені, що аналогічні звичайному рентгеновому промінню, але відрізняються від нього значно меншою довжиною хвилі.

костей руху, чисельно рівною масі електрона, що перебуває в стані спокою. Нейман, вивчаючи відхилення електронів від прямолінійного шляху в магнітному й електричному полях, дістав для добутку $m_{\perp} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ такі значення (див. табл. 24):

Таблиця 24.

$\frac{v}{c} =$	0,39	0,49	0,60	0,71	0,85
$m_{\perp} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot 10^{28} =$	9,01	9,03	9,03	9,05	9,00

Ця таблиця з очевидністю показує, що добуток $m_{\perp} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ залишається однаковим для всіх швидкостей руху; отже, $\rho = 0$; значить, вся маса електрона зумовлена його зарядом, і ніякої іншої маси, крім маси електромагнітного походження, електрон не має.

В 1921 р. нові старанні виміри відхилення електронів від прямолінійного шляху магнітним і електричним полями були проведені в Швейцарії Гіжем, Ратновським і Лаванші. Було досліджене швидке катодне проміння. Деякі результати цих вимірів дані в табл. 25. В першій графі цієї таблиці вказане відношення швидкості руху електрона до швидкості світла; в другій — відношення маси електрона m_{\perp} при швидкості v до маси електрона m_0 , що перебуває в стані спокою; в третій дані значення того ж відношення, обчислені за формулою Лоренца — Ейнштейна.

Таблиця 25.

$\frac{v}{c}$	$\frac{m_{\perp}}{m_0}$ спост.	$\frac{m_{\perp}}{m_0}$ обчисл.	Δ
0,258	1,041	1,035	+ 0,006
0,303	1,046	1,049	- 0,003
0,355	1,070	1,069	+ 0,001
0,404	1,096	1,094	+ 0,002
0,483	1,139	1,142	- 0,003

Остання графа цієї таблиці показує різницю між числами двох попередніх граф. Проглядаючи цю графу, легко бачити, що відхилення спостережених величин від обчислених незначні й випадкові і скорше повинні бути віднесені на рахунок похибки досліду, ніж на рахунок неточності формули.

РОЗДІЛ XV.

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ЕЛЕКТРОХЕМІЇ.

§ 404. Електроліз. Дисоціація на іони. Речовини, які проводять струм і при цьому розкладаються, називають провідниками другого роду, або електролітами, самий же розклад їх електричним струмом — електролізом (§ 378). До електролітів належать розчини кислот, лугів і солей як у воді, так і в інших розчинниках. Крім того, електролітичну провідність мають розтоплені солі.

Не треба, проте, вважати, що електролітична провідність завжди зв'язана з розтопленням або розчиненням станом речовини. Мідь, будучи розтоплена, залишається провідником першого роду (проводячи струм, вона при цьому хемічно не змінюється). Проходження струму через розчин натрію в рідкому амоніаку теж не супроводиться процесом розкладу. З другого боку, деякі солі вже в твердому стані, особливо при нагріванні, виявляють електролітичну провідність.

Найбільш наочний приклад електролізу твердого тіла являє електроліз скла (стоп натрій-силкату і калій-силкату). Анодом (А, рис. 423) є амальгама (ртутний розчин) натрію, що міститься в нагрітому до 300° фарфоровому тиглі, катодом (К) — алюмінієвий дріт; *g* — скляна трубка з дуже розрідженим гелієм. Ми маємо, отже, коло: алюмінієвий катод — розріджений гелій — нагріте скло — амальгама натрію. В наслідок великого опору цього кола джерело струму повинне давати напругу не менше 200 V. Як тільки коло замкнене, наявність у ньому струму виявляється свіченням гелію, що наповнює трубку, а розклад скла — виділенням на внутрішній стінці трубки однієї з складових частин скла — натрію у вигляді блискучого металічного дзеркала (на рис. 423 відзначено пунктиром).

Всякий електричний струм є переміщенням електричних зарядів. Електричний струм тому можуть проводити тільки такі середовища, в яких є електрично заряджені частинки, що мають потрібну рухливість, здатні переміщатись. У металах носіями електрики є електрони, в електролітичних розчинах — іони, на які розчинник розщеплює молекули розчиненої речовини.

Не слід, проте, вважати, що іони виникають лише тоді, коли, наприклад, кристалик солі попадає у воду. Згідно з електронною теорією валентності утворенню молекули (для багатьох складних речовин) передують електронний обмін між атомами елементів, які сполучаються; в результаті цього обміну одні атоми віддають електрони, перетворюючись у позитивні іони, а інші набувають електрони, стаючи негативними іонами, після чого ті й другі, в наслідок взаємного електричного притягання, утворюють електрополярну або, як говорять інакше, гетерополярну молекулу.



Рис. 423. Електроліз скла.

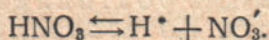
Число електронів, яке при цьому віддає або набуває атом того чи іншого елемента, визначається його валентністю. Наприклад, атоми кисню (двовалентний елемент), сполучаючись з атомами інших елементів, завжди набувають по два електрони, атоми хлору (одновалентний елемент) — по одному електрону; атоми металів завжди віддають електрони.

Втрату тієї чи іншої кількості електронів звичайно зображають відповідним числом точок, приставлених до символу даного елемента (наприклад, одновалентний іон натрію — Na^{\cdot} , двовалентний іон міді — $\text{Cu}^{\cdot\cdot}$). Набування ж електронів зображають рисочками (наприклад, O'' , Cl'). Молекула мідьII-оксиду зображається так: $\text{Cu}^{\cdot\cdot}\text{O}''$; мідьII-хлориду — $\text{Cu}^{\cdot\cdot}\text{Cl}_2'$; натрій-хлориду — $\text{Na}^{\cdot}\text{Cl}'$.

Дія розчинника полягає лише в тому, що він розщеплює молекулу складної речовини на ті іони, які в ній уже заздалегідь містяться.

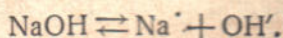
Розпад молекул на іони відбувається за такими схемами.

I. Кислоти дисоціюють на іони водню (протони) і іони кислотного лишку. Наприклад:

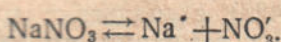


Іони H^{\cdot} при цьому гідратуються, тобто сполучаються з молекулами води, утворюючи складні („комплексні“) іони $\text{H}_3\text{O}^{\cdot}$, так звані *іони гідроксонію*. Саме іони гідроксонію і є носіями „кислотних“ властивостей розчинів кислот, а не вільні протони, як вважали раніше.

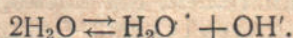
II. Луги дисоціюють на іони металу і іони гідроксилу (водного лишку). Наприклад:



III. Солі дисоціюють на іони металу і іони кислотного лишку. Наприклад:

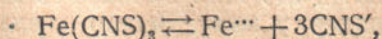


IV. Вода також у незначній мірі дисоціює за рівнянням:



Основною причиною такої руйнівчої дії води на молекули є її здатність зменшувати напруженість електростатичного поля в певне число разів, рівне її діелектричній сталій (для води $\epsilon = 81$; § 288 і 289). Щодо діелектричної сталої, а звідси і щодо дисоціуючої здатності воді належить перше місце серед усіх відомих рідин. З останніх порівняно велику діелектричну сталу має винний (етиловий) спирт; більшість же рідин мають діелектричні сталі, які мало перевищують одиницю, тобто ці рідини майже зовсім не „екранують“ електричних сил; наприклад, діелектрична стала бензолу 2,3; бензину — ще менша. Тому в цих рідинах солі, кислоти й луки майже не розчиняються і не дисоціюють на іони.

Якщо розчинити у воді якийнебудь електроліт, молекули якого мають інше забарвлення, ніж іони, то забарвлення, властиве молекулам, не зовсім зникає. Так, залізоIII-тіоціанат $\text{Fe}(\text{CNS})_3$, яке дисоціює за схемою



в досить концентрованих розчинах ще зберігає кривавочервоний відтінок, властивий його молекулам. Отже, дисоціація молекул на іони не є повною. Проте, немає підстави вважати, що одні молекули залізоIII-тіоціанату міцніші, ніж інші, і більш здатні протистояти дисоціуючій дії води. Оскільки взаємне притягання протилежно заряджених іонів у водному розчині не повністю зникло, а тільки сильно ослабло, поряд

з дисоціацією молекул у розчині повинне відбуватись і безперервне їх новоутворення шляхом зчеплення іонів при взаємній їх зустрічі. Цей процес відновлення іонів у молекулу називають молізацією. Якщо за одиницю часу стільки ж молекул розпадається, скільки й утворюється знов, то розчин перебуватиме в стані рівноваги: всі його властивості, зокрема і забарвлення, залишатимуться незмінними.

§ 405. Степінь дисоціації. Закон Оствальда. При рівновазі в розчині число молекул, які виникають за одиницю часу, в наслідок випадкових стикань протилежно заряджених іонів, дорівнює числу молекул, які розпадаються за той же проміжок часу на іони. Позначимо загальне число молекул розчиненої речовини в одиниці об'єму буквою N . Степінь дисоціації, тобто відношення числа молекул, які розпались на іони, до загального числа молекул розчиненої речовини позначимо через α . Число молекул, які не зазнали розпаду, дорівнює, очевидно, $(1-\alpha)N$, число позитивних іонів дорівнює αN і таким же буде число негативних іонів (у тому випадку, звичайно, якщо молекула при дисоціації розпадається тільки на два іони).

Імовірність співударяння якогонебудь негативного іона з одним з позитивних іонів пропорціональна числу позитивних іонів αN . Загальне число співударянь іонів, а, значить, і число молекул, що виникають за одиницю часу, пропорціональне: поперше, імовірності, що даний негативний іон зустрінеться з якимсь позитивним іоном, і, подруге, числу негативних іонів; отже, воно пропорціональне добуткові $\alpha N \cdot \alpha N$. Якщо коефіцієнт пропорціональності позначити літерою K_1 , то ми можемо написати, що число молекул, які виникають за одиницю часу, дорівнює $K_1 \alpha^2 N^2$.

З другого боку, очевидно, що число молекул, які розпадаються за одиницю часу на іони в зв'язку з іонізуючою дією розчинника, буде тим більше, чим більше при інших рівних умовах загальне число молекул, які не розпались. Якщо в даному випадку коефіцієнт пропорціональності ми позначимо літерою K_2 , то можемо написати, що число молекул, які розпадаються за одиницю часу на іони, дорівнює

$$K_2(1-\alpha)N.$$

Через те що при рівновазі процес дисоціації повинен зрівноважуватися процесом молізації, то

$$K_1 \alpha^2 N^2 = K_2(1-\alpha)N,$$

звідки

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} N = \text{const.} \quad (1)$$

Це рівняння відоме під назвою закону Оствальда.

Впливу температури на інтенсивність процесів молізації і дисоціації в попередніх міркуваннях ми не брали до уваги, тому праву частину написаного рівняння, яку ми назвали константою, ми в дійсності можемо розглядати як величину, незмінну тільки в тому випадку, коли температура розчину стала. Закон Оствальда зв'язує, таким чином, степінь дисоціації α з числом молекул N розчиненої речовини в одиниці об'єму, тобто з концентрацією розчину, але він не встановлює залежності степеня дисоціації від температури.

Неважко бачити, що коли N у законі Оствальда меншає, то $\frac{\alpha^2}{(1-\alpha)}$ повинне зростати, отже, α повинна наближатись до одиниці. Це значить, що при розведенні розчину степінь дисоціації зростає. В границі, в нескінченно розведеному розчині, степінь дисоціації повинен до-

рівнювати одиниці, тобто всі молекули розчиненої речовини повинні бути дисоційовані на іони. В розведеному розчині іони більш віддалені один від одного, і можливість утворення недисоційованих молекул знижена.

Закон Оствальда може бути виведений також термодинамічним шляхом у припущенні, що молекули розчиненої речовини і іони в розчинах не взаємодіють один з одним. Якщо ця передумова більш-менш законна щодо молекул, то щодо іонів вона, очевидно, не вірна. На взаємодію іонів можна не зважати тільки у випадку дуже розведеного розчину, коли іони в достатній мірі віддалені один від одного. Тому закон Оствальда є граничним законом.

В сучасній теорії електролітичних розчинів, з погляду здатності до дисоціації, слабкі електроліти протиставляються сильним. Для перших залишається в силі поняття „ступінь дисоціації“ і регулюючий її закон розведення Оствальда. Для сильних же електролітів, до яких зокрема належать майже всі солі, дисоціація приймається повною при яких завгодно розведеннях.

§ 406. Стан електролітів у розчинах. Сильні і слабкі електроліти; гідроліз; комплексні іони; буферні системи. Сили „хімічного споріднення“, як раніше називали причини хімічних реакцій, являють собою з сучасного погляду сили електричної взаємодії, які діють між елементарними частинками речовини, молекулами і атомами, на віддаль, сумірних з розмірами молекул і атомів. Якісна відміна хімічних взаємодій від звичайних електричних залежить, отже, від кількісної відміни, від віддалей.

Розглянемо з цього погляду електролітичний розклад і ознайомимось з рядом важливих явищ, що супроводять його: з поділом електролітів на сильні і слабкі, з поступовою дисоціацією многоосновних електролітів, з гідролізом, утворенням комплексних іонів і з так званими буферними системами.

Для цього уявимо собі іон спрощено у вигляді сфери певного радіуса з зарядом у центрі.

Радіуси іонів відомі з рентгеноаналізу кристалів і виражаються такими числами, якщо радіус іона O'' прийняти за одиницю¹⁾:

Одновалентні іони: $F' = 1,01$, $Cl' = 1,37$, $Br' = 1,49$, $J' = 1,67$, $ClO_4' = 2,26$.

Двовалентні іони: ($O'' = 1$), $S'' = 1,32$, $SO_4'' = 2,26$.

Тривалентні іони: $N''' = 0,98$, $PO_4''' = 2,26$.

„Об'ємність“ атомів і іонів залежить від наявності в них електронних оболонок, взаємне відштовхування яких перешкоджає атомам і іонам надмірно зближуватись. Через те що у протона (тобто водневого атома, позбавленого свого єдиного електрона) електронної оболонки немає, приймають, що він може наблизитись до будьякого негативного іона на довільно близьку віддаль (і навіть „зав'язнути“ в його електронній оболонці), тобто радіус протона в теоретичних розрахунках звичайно приймають рівним нулеві.

Уявимо собі тепер молекулу, утворену зчепленням негативного одновалентного іона X' і протона H (рис. 424, а). Потенціальна енергія цієї молекули HX згідно з електростатикою дорівнює: $-\frac{e^2}{r}$, де r — віддаль між центрами X' і H , яка дорівнює, як видно з рисунка, просто радіусові іона X' . Через те що радіуси іонів ми виражаємо у відносних одиницях, то і потенціальна енергія тут і далі виражена у відносних одиницях. Цілом так само ми розраховуємо і потенціальну енергію іона XH' , на-

¹⁾ В абсолютних одиницях „радіус сфери дії“ іона O'' дорівнює $1,32 \cdot 10^{-8}$ см.

приклад, гідроксилу OH' , з тією тільки різницею, що тут протон приєднується не до одновалентного, а до двовалентного іона X'' (наприклад, $\text{O}'' + \text{H} = \text{OH}'$) із зарядом $2e$; отже, потенціальна енергія виявляється рівною $-\frac{2e^2}{r}$, де r — радіус іона X'' .

Уявимо тепер молекулу H_2X з протонами, розміщеними по обидві сторони двовалентного іона X'' (рис. 424, *b*). Для того щоб розщепити її на окремі іони, ми повинні двічі витратити енергію $\frac{2e^2}{r}$ (на розрив кожного з двох зв'язків між X'' і H'), але частина цієї витрати буде компенсована при цьому тією позитивною роботою, яка буде виконана протонами, що віддаляються один від одного, як одноіменно зарядженими тілами. Беручи до уваги, що заряди протонів дорівнюють e , а початкова віддаль їх у молекулі $2r$ (рис. 424, *b*), знаходимо цю роботу: $\frac{e^2}{2r}$. Отже, повна потенціальна енергія молекули H_2X дорівнює:

$$-\frac{4e^2}{r} + \frac{e^2}{2r} = -\frac{3,5e^2}{r}$$

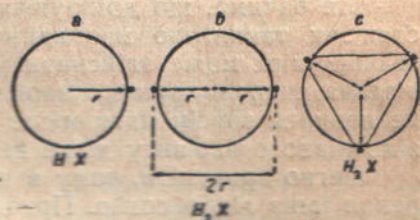


Рис. 424.

З погляду електростатики ми не бачимо підстави для того, щоб іон X'' , уже приєднавши два протони з утворенням нейтральної молекули XH_2 , не міг приєднати ще й третього протона (рис. 424, *c*) з утворенням позитивно зарядженого комплексного іона $\text{H}_3\text{X}'$.

Потенціальна енергія $\text{H}_3\text{X}'$, як легко розрахувати, користуючись наведеними при розрахунку H_2X міркуваннями, становить: $-\frac{4,268e^2}{r}$.

Таким чином, приєднання третього протона до нейтральної молекули H_2X (наприклад, перетворення молекули H_2O на іон гідроксонію $\text{H}_3\text{O}'$) є процес, зв'язаний з виділенням енергії (в кількості: $\frac{4,268e^2}{r} - \frac{3,5e^2}{r}$) і тому енергетично виправданий.

З одержаних числових даних, приєднавши до них розраховані таким же способом потенціальні енергії для випадку, коли X — тривалентний негативний іон, складаємо таку розрахункову таблицю потенціальних енергій окремих хемічних форм:

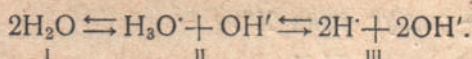
Таблиця 26.

	X	XH	XH_2	XH_3
X одновалентний	0	$-\frac{e^2}{r}$	$-1,5\frac{e^2}{r}$	$-1,268\frac{e^2}{r}$
X двовалентний	0	$-2\frac{e^2}{r}$	$-3,5\frac{e^2}{r}$	$-4,268\frac{e^2}{r}$
X тривалентний	0	$-3\frac{e^2}{r}$	$-5,5\frac{e^2}{r}$	$-7,268\frac{e^2}{r}$

З допомогою цієї таблиці і значень іонних радіусів можна зробити, як ми покажемо, висновки про рівноваги різних електролітів при заданих хемічних умовах. Залишаючи осторонь впливи температури і концентрації, які ускладнюють розрахунок (але не мають у розглянутих нижче випадках переважного значення), можемо прийняти, що хемічній рівновазі близько відповідає мінімум потенціальної енергії системи.

Розглянемо спочатку стан хемічно чистої води. Поряд з молекулярним станом можна припустити для води цілий ряд інших станів,

з яких ми розглянемо два: розпад молекул H_2O на іони OH' і H' (старе уявлення про електролітичну дисоціацію води) і розпад молекул H_2O на іони гідроксилу і гідроксонію (сучасне уявлення):



Для кожного з трьох можливих варіантів рівноваги розраховуємо його потенціальну енергію, підсумовуючи потенціальні енергії індивідуальних форм, які беруть у них участь:

$$\begin{array}{r} 2\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_3\text{O}' + \text{OH}' \rightleftharpoons 2\text{H}' + 2\text{OH}' \\ \underline{2 \cdot 3,5} \quad \underline{4,268} \quad \underline{2} \quad \underline{0} \quad \underline{2 \cdot 2} \\ \underline{-7e^2} \quad \underline{-6,268e^2} \quad \underline{-4e^2} \\ r \quad \quad r \quad \quad r \end{array}$$

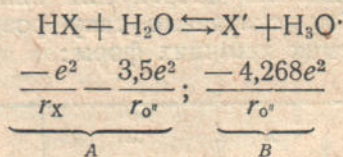
Ми бачимо, що домінуючим станом води повинен бути молекулярний стан як такий, що має найменшу потенціальну енергію; тільки в незначній мірі може здійснитись розпад молекул на $\text{H}_3\text{O}'$ і OH' , бо потенціальна енергія першого варіанту значно менша, ніж другого, і практично не повинен зовсім мати місце розпад на OH' і H' , бо потенціальна енергія відповідного варіанту дуже велика.

Легко зрозуміти, чому в чистій воді не відбувається масового утворення іонів гідроксонію. Приєднання протона до молекули води тут може відбутись тільки за рахунок відщеплення його від іншої молекули води.

Потрібна для цього витрата енергії: $\frac{3,5e^2}{r} - \frac{2e^2}{r} = \frac{1,5e^2}{r}$ не компенсується виділенням енергії при утворенні іона $\text{H}_3\text{O}'$:

$$\frac{4,268e^2}{r} - \frac{3,5e^2}{r} = \frac{0,768e^2}{r}$$

Уявимо собі тепер, що у воді розчинена одноосновна кислота HX . Між іонами X' і O'' виникає конкуренція за максимальне насичення своїх силових полів протонами. Подивимось, чи може і при яких умовах ця боротьба мати наслідком перетягування єдиного протона від X' до O'' (з утворенням іона гідроксонію):



Якщо $A < B$, розчинена у воді кислота HX залишиться у молекулярному стані і буде тільки незначно дисоціювати на X' і $\text{H}_3\text{O}'$; таку кислоту ми назовемо слабкою кислотою. Коли ж виявиться, що $A > B$, то, навпаки, кислота HX повинна дисоціювати у воді майже цілком, тобто виявиться сильною кислотою. Очевидно, що все залежить від величини r_x . Підставивши $r_{o''} = 1$ і розв'язавши відносно r_x рівняння:

$$-\frac{e^2}{r_x} - 3,5e^2 = -4,268e^2, \text{ звідки } r_x = 1,30,$$

знайдемо, що кислота буде сильною, якщо радіус кислотного лишку буде більший 1,30, і слабкою, якщо $r_x < 1,30$. Пояснимо цей висновок. Витрата

енергії на відщеплення протона від молекули НХ тим менша, чим більший радіус кислотного лишку X' ; при $r_x > 1,30$ енергія, потрібна для відщеплення протона, стає настільки малою, що з надвишком компенсується за рахунок енергії утворення іона гідроксонію, і тому дисоціація кислоти стає повною. Повернувшись до наведених на стор. 450 числових значень радіусів одновалентних негативних іонів, знаходимо, що тільки радіус іона F' ($r_F = 1,01$) менший 1,30, отже, кислота HF протилежно кислотам HCl , HBr і HI повинна бути слабкою кислотою; найсильнішою ж одноосновною кислотою повинна бути перхлоратна кислота $HClO_4$, бо радіус кислотного лишку ClO_4' значно перевищує радіуси Cl' , Br' і I' .

В електрохімічних дослідах найчастіше користуються розчинами двоосновної сульфатної кислоти. Подивимося, у якому стані вона повинна перебувати в цих розчинах:

$$\begin{array}{c} H_2SO_4 + 2H_2O \rightleftharpoons HSO_4' + H_3O' + H_2O \rightleftharpoons SO_4'' + 2H_3O' \quad (r_{SO_4''} = 2,26) \\ \underbrace{\frac{-3,5e^2}{r_{SO_4'}} - \frac{2 \cdot 3,5e^2}{r_0}}_{\text{I}} > \underbrace{\frac{-2e^2}{r_{SO_4'}} - (4,268 + 3,5) \frac{e^2}{r_0}}_{\text{II}} < \underbrace{\frac{0 - 2 \cdot 4,268e^2}{r_0}}_{\text{III}} \end{array}$$

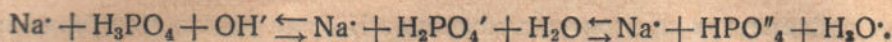
(Потенціальну енергію складного іона SO_4'' можна в даному випадку прийняти за 0.) Вправо від молекулярного варіанту ми маємо дисоціацію сульфатної кислоти двома послідовними ступенями.

Порівнюючи потенціальну енергію варіантів рівноваги, бачимо, що найменше значення її відповідає першому у ступеневі дисоціації; отже, у водному розчині сульфатна кислота відщеплюватиме тільки один протон. Через те що потенціальні енергії варіантів I і III практично дорівнюють один одному, домінуючий у розчині іон HSO_4' майже в такій же мірі повинен бути схильний молізуватись, тобто повертати втрачений протон, як і відщепляти той, що лишається. Треба мати на увазі, що цей висновок, як і всі інші наші висновки, стосується розчинів середніх концентрацій. З § 405 ми знаємо, що на стан рівноваги в розчинах впливає не тільки природа речовин, що містяться в них, але і їх концентрація. Беручи сильно концентровані розчини сульфатної кислоти, ми спостерігаємо зміщення рівноваги в сторону II \rightarrow I, в сильно ж розведених розчинах в сторону II \rightarrow III.

Вивчаючи розчин сульфатної кислоти, ми спостерігаємо в ньому властиве всім многоосновним кислотам явище поступової дисоціації: перший протон відщеплюється легко, другий — значно важче, третій, коли він є, — ще важче і т. д.

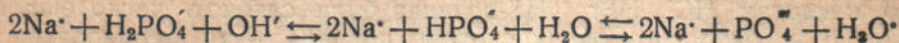
Протони зв'язані, звичайно, з однаковою силою, але легко зрозуміти, що відщеплення будьякого з них утруднює відщеплення тих, що лишаються. Наприклад, у випадку сульфатної кислоти енергія, витрачувана на відщеплення першого протона, становить $\frac{3,5e^2}{2,26} - \frac{2e^2}{2,26} = 0,663e^2$, менше, ніж виділяється при утворенні іона H_3O' , чому перший протон повністю дисоціює. На відщеплення ж другого протона витрата енергії становить $\frac{2e^2}{2,26} = 0,885e^2$, вже трохи більше, ніж може виділитись при утворенні H_3O' , тому другий протон дисоціює тільки частково.

Розглянемо в зв'язку з цим ще один приклад: водні розчини одно- і двометалічних солей триосновної фосфатної кислоти ($r_{PO_4'''} = 2,26$):



$$\frac{-7,268e^2}{r_{\text{PO}_4''}} \frac{2e^2}{r_0}; \quad \frac{-5,5e^2}{r_{\text{PO}_4''}} \frac{3,5e^2}{r_0}; \quad \frac{-3e^2}{r_{\text{PO}_4''}} \frac{4,268e^2}{r_0}$$

$$\frac{-5,216e^2}{A} > \frac{-5,933e^2}{B} < \frac{-5,595e^2}{C}$$



$$\frac{-5,5e^2}{r_{\text{PO}_4''}} \frac{2e^2}{r_0}; \quad \frac{-3e^2}{r_{\text{PO}_4''}} \frac{3,5e^2}{r_0}; \quad \frac{-4,268e^2}{r_0}$$

$$\frac{-4,433e^2}{D} > \frac{-4,827e^2}{E} < \frac{-4,268e^2}{F}$$

В обох випадках ми зважаємо на дві можливості: 1) приєднання до „домінуючого“ іона (в першому випадку $\text{H}_2\text{PO}_4'$, в другому HPO_4'') протона від молекули води, або гідроліз солі, і 2) відщеплення домінуючим іоном одного з затримуваних ним протонів, який приєднується до молекули води з утворенням іона гідроксонію. В першому випадку, як видно з рівнянь, у воді з'являються надвишкові іони гідроксилу, тобто виникає лужна реакція, в другому випадку утворюються іони гідроксонію — кисла реакція. З порівняння підрахованих потенціальних енергій варіантів ми бачимо, проте, що форма $\text{H}_2\text{PO}_4'$ у випадку першої солі і форма HPO_4'' у випадку другої солі є в даних умовах стійкими, бо варіанти, які включають їх, мають найменше значення потенціальної енергії. Отже, перетворення їх у тому чи другому з двох тількищо зазначених напрямів повинне мати місце в незначній мірі. При цьому у випадку однометалічної солі повинна переважати тенденція до розщеплення в напрямі $B \rightarrow C$, тобто розчин має слабкокисло реакцію, а у випадку двометалічної солі — в зворотному напрямі $F \rightarrow D$ (гідроліз), тобто розчин дістає слабколужну реакцію, бо $D < F$.

Змішавши у відповідній пропорції розчини обох солей, можна дістати розчин строго нейтральної реакції, тобто такий розчин, який містить стільки ж іонів гідроксилу, скільки й іонів гідроксонію, і тих і інших при цьому надзвичайно малу кількість — стільки, скільки їх міститься в абсолютно чистій воді. Добутий розчин має при цьому цікаву властивість буферності. А саме, якщо додати до нього невелику кількість сильної кислоти, протони її, відщепившись, приєднуються не до молекул води, а, як легко зміркувати, до наявних іонів HPO_4'' , перетворюючи їх в іони $\text{H}_2\text{PO}_4'$; якщо ж додано луг, гідроксили його забирають протони від іона $\text{H}_2\text{PO}_4'$, перетворюючи у молекули води і перетворюючи іони $\text{H}_2\text{PO}_4'$ в іони HPO_4'' . В обох випадках розчин залишається тому майже нейтральним. У наслідок цього одно- і двометалічні солі фосфатної кислоти мають значне застосування в електрохімії в тих випадках, коли потрібно забезпечити розчинів збереження нейтральності, не зважаючи на можливу появу в ньому в процесі досліду сильних кислот або лугів (§ 424).

Слід зазначити, що подане тут нами уявлення про будову атома і молекули є дуже спрощеним. Між елементарними частинками матерії діють також сили, які не виражаються законом Кулона, принаймні в його простішій, використаній нами формі. Молекули не завжди мають симетричну будову; наприклад, у молекулі води обидва протони дуже зміщені від „полюсного“ положення в одну сторону. Розрахунки, які ґрунтуються на застосованих нами уявленнях, приводитимуть до висновків, погоджених з експериментом, якщо тільки метод розрахунку буде такий, що некуло-

нівські роботи не будуть значно впливати на результат. Викладений нами метод розрахунку саме такий: перетворюючи систему з одного варіанту, наприклад, $\text{HX} + \text{H}_2\text{O}$, в інший, наприклад, $\text{H}_3\text{O}^+ + \text{X}^-$, ми: 1) вивираємо протон з однієї молекули і 2) додаємо його до другої; крім враховуваних нами „кулонівських“ робіт на першому шляху ми повинні виконати ще якусь роботу φ_1 проти некулонівських сил; на другому ж шляху протон, приєднуючись до молекули води, сам виконає аналогічну роботу φ_2 , яка приблизно компенсує витрачену роботу φ_1 , і ефект буде такий же, як коли б при перетворенні системи з одного стану в інший діяли тільки кулонівські сили.

Основні ідеї електростатичного методу в хемії були розвинуті в 1916—1920 рр. Косселем і Магнусом. Ці дослідники, проте, зовсім не брали до уваги впливу „хемічного середовища“. Замість різних варіантів хемічної рівноваги, де є співіснування різних хемічних форм, Коссель і Магнус розглядали окремі абстраговані хемічні форми.

Електростатичний метод у хемії вже в тому вигляді, в якому він існує в даний момент, може дати велику користь хемії. Для дальшого уточнення цього методу потрібне термодинамічне врахування впливу „фізичного середовища“, тобто врахування впливу на хемічну рівновагу концентрацій речовин і температурних умов.

§ 407. Досліди, які виявляють напрям руху іонів при електролізі. Для з'ясування якісної картини електролізу розглянемо дослід, схематично поданий на рис. 425. Кусочок фільтрувального паперу, на якому нанесено олівцем поперечну риску і позначки „+“ і „—“ на кінцях, занурюють у розчин натрій-хлориду і вміщують на скляну пластинку. Потім беруть кусочок білої нитки, занурюють пінцетом у розчин солі $[\text{Cu}(\text{NH}_3)_4]\text{CrO}_4$ і акуратно накладають вздовж риски на заготовлений папір. Після цього залишається обережно підсунути скляну пластинку під дротяні електроди так, щоб вони лягли симетрично по обидві сторони ниточки. Результат виявляється через кілька секунд. Позитивно заряджені іони металу $[\text{Cu}(\text{NH}_3)_4]^{2+}$ рухаються від ниточки суцільним „синім фронтом“ до катода, а негативно заряджені іони кислотного лишку CrO_4^{2-} утворюють по другу сторону ниточки жовту обвідку, яка весь час розширюється і повернена до анода.

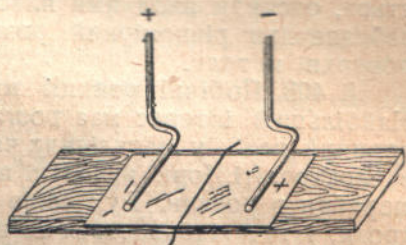


Рис. 425. Дослід, який показує рух іонів під час електролізу.

Так само можна визначити напрям руху при електролізі (а, отже, і знак заряду) інших кольорових іонів, змочуючи ниточку розчином відповідної солі, а також безбарвних іонів, якщо змусити останні виконувати на шляху певні хемічні дії, наприклад, забарвлювати „індикатор“. Так, якщо папірець змочити розчином натрій-сульфату і фенол-фталеїну, а нитку — розчином ідкого натру, то після вмикання струму іони гідроксиду починають рухатись до анода „малиновим фронтом“, передній край якого вирисовано дуже чітко. В тому ж напрямі рухається друга лавина гідроксильних іонів, які утворились біля катода в наслідок побічних реакцій (§ 408).

Так само можна виявити рух водневих іонів до катода, змочивши нитку хлоридною кислотою і додавши до розчину натрій-сульфату метилоранжу (жовта фарба, яка забарвлюється водневими іонами в рожевий колір).

Напрямок руху іонів визначається силовими лініями. В цьому можна переконатись так. Заготуймо на скляній пластинці папірець, зволожений розчином $\text{NaCl} +$ метилоранж. Посиплемо її дрібними кристаликами

оксалатної кислоти і підведемо під електроди. Через короткий час у кожній крупинки оксалатної кислоти утворюється червоний язичок. Язичок здовжуватиметься і загинатиметься в тому напрямі, в якому в даному місці проходить силова лінія електричного поля. Коли язички досить здовжяться, дослід закінчують, папірець підсушують і на ньому олівцем відзначають положення кристаликів і проводять у напрямі язичків силові лінії (рис. 426).

З цього досліду можна зробити висновок, що при електролітичному осіданні металу цей метал переважно осідатиме на тих ділянках катода,

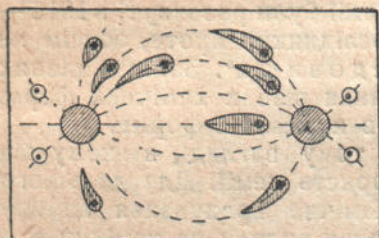


Рис. 426. Дослід, який показує рух іонів по силових лініях.

де силові лінії згущаються. Відомо, що місцями згущення силових ліній є вістря і ребра провідника. Рис. 427 показує, що в цих саме місцях і відбувається справді переважне нагромадження осаджуваного металу. Тому при гальванічному осіданні металів, для того щоб дістати рівномірний шар, не досить користуватись однією тільки

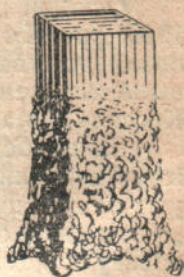
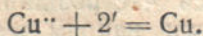


Рис. 427. Осідання металу в місцях згущення силових ліній.

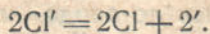
анодною пластинкою. Бажано предмет, який вкривається, оточити анодними пластинками з усіх боків, щоб забезпечити рівномірний розподіл силових ліній по всій поверхні металу.

§ 408. Побічні реакції на електродах і їх технічне застосування. Найбільший інтерес має розгляд явищ на поверхні електродів, де електронний потік у металічних частинах кола переключується на іонні потоки в електроліті. Іони нездатні проникнути в метал, як електрони нездатні перейти в розчин. Рух іонів і електронів зупиняється на поверхні електрода, і тут відбувається їх взаємна нейтралізація.

Нехай відбувається електроліз CuCl_2 . До катода прямують електрони з джерела струму і сюди ж підходять іони з розчину електроліту. Іон Cu^{++} є атом міді, позбавлений двох електронів; одержуючи їх від насиченого електронами катода, іон Cu^{++} перетворюється в незаряджений атом металу. Позначаючи вільний електрон значком ($'$), ми можемо написати реакцію на катоді в такій формі:



З анода джерело струму, навпаки, „висмоктує“ електрони, надаючи йому тим самим позитивного заряду. Cl' -іони, що мають надвишкові електрони, притягуються анодом і передають йому свої надвишкові електрони, перетворюючись у незаряджені атоми хлору:



Ця нейтралізація іонів на поверхні електродів є необхідною ланкою в проходженні струму через гальванічне коло, бо інакше в електродах і поблизу від них в електролітичному розчині скупчилися б величезні заряди, які протидіють дальшому протіканню струму.

У промисловості електролізом користуються саме для процесів розкладу на електродах. Ці процеси часто ускладнюються побічними реакціями, що відбуваються біля одного або біля обох електродів. Побічні реакції полягають у взаємодії первинних продуктів електролізу з розчинником або з матеріалом електродів. Для уникнення побічних реакцій електроди

виготовляються з хемічно інертних і нерозчинних матеріалів (платина, графіт).

Побічні реакції можуть полягати також у взаємодії катодних і анодних продуктів електролізу. Цього можна уникнути, розділяючи анодний і катодний простори ванни пористою перегородкою, яка не затримує руху іонів, але перешкоджає безпосередньому змішуванню анодного і катодного розчинів.

У наслідок побічних реакцій кінцеві продукти електролізу звичайно бувають не ті, яких можна було б чекати безпосередньо. Розглянемо найтипівші випадки електролізу, який супроводиться побічними реакціями.

А. На катоді виділяється метал, що розкладає воду. Якщо піддавати електролізу водний розчин звичайної (кухонної) солі (NaCl), то натрій, що виділяється на катоді, очевидно, не збережеться у металічному вигляді, а, діючи на воду, виділятиме з неї водень і утворюватиме їдкий натр. Разом з хлором, який виділяється на аноді, ми маємо, отже, три продукти електролізу, з яких їдкий натр являє собою найбільшу промислово цінність (для його добування електроліз кухонної солі провадять у масовому масштабі).

В. На аноді розряджається лишок кисневої кислоти. При електролізі розчину натрій-сульфату Na_2SO_4 іон SO_4^{2-} , розрядившись на аноді, перетворюється в молекулу SO_4 , в якій сірка має валентність 8, тоді як максимальна валентність її 6. Тому молекула SO_4 є нестійкою і відщеплює зайвий кисень, перетворюючись у молекулу сульфат-ангідриду SO_3 , яка в свою чергу сполучається з водою і утворює сульфатну кислоту H_2SO_4 . Маємо, отже, чотири продукти електролізу: H_2 і NaOH на катоді, O_2 і H_2SO_4 на аноді. Цей випадок електролізу для нас дуже цікавий у зв'язку з наявністю в Карабугазькій затоці невичерпних запасів натрій-сульфату, який можна таким способом перетворювати безпосередньо у важливі хемічні продукти — в сульфатну кислоту і їдкий натр.

С. Кисень, що виділяється на аноді, оксидує матеріал анода. Якщо яканебудь слабка киснева кислота (наприклад, хроматна) зазнає електролізу при алюмінієвому аноді, то звільнюваний на аноді кисень оксидує алюміній, утворюючи на його поверхні надзвичайно тонку склоподібну плівку Al_2O_3 , яка має високу механічну і діелектричну міцність. Цей тип електролізу, так званий „анодний процес“, дуже поширився як кращий спосіб поверхневої обробки деталей з алюмінію і його сплавів, призначених для автомобілів і для літальних машин, з метою захисту їх від корозії.

Крім того, електролітична оксидация алюмінію дає можливість виготовити конденсатор великої ємності при малому об'ємі. Алюмінієва жерсть і електроліт, в який вона занурена, є обкладками цього конденсатора, а утворений на жерсті шар Al_2O_3 є діелектриком, який розділяє їх. Через надзвичайну тонкість цього шару віддаль між обкладками дуже мала, і відповідно ємність конденсатора велика.

Утворення ізолюючого оксидного шару на алюмінії має ще одно своєрідне застосування: електролітична посудина з алюмінієвим електродом і розчином бури, ввімкнена в коло змінного струму, проводить струм тільки в одному напрямі — „випрямляє“ струм¹⁾.

У випадку алюмінієвого анода коло побічних реакцій на аноді уривається на утворенні оксиду, бо алюміній-оксид нерозчинний у кислотах. Оксиди інших металів у кислотах розчинні, і коло побічних реакцій на аноді збагачується ще однією ланкою.

¹⁾ Чому при цьому одержуємо уніполярну провідність (тобто струм одного напрямку пропускається, а зворотного — затримується), це питання ще не з'ясоване.

D. Оксид металу реагує з кислотою. При електролізі мідного купоросу CuSO_4 на катоді осідає мідь, а на аноді, як і у випадку електролізу натрій-сульфату, утворюється O і H_2SO_4 . Якщо як анод взято мідну пластинку, електролітичний кисень оксидує мідь, а сульфатна кислота розчиняє мідний оксид, знову утворюючи мідний купорос. Електроліз зводиться до осідання міді на катоді і до розчинення мідного анода. Склад електроліту при цьому не змінюється, бо кожній молекулі CuSO_4 , яка розпалась, відповідає утворення нової молекули CuSO_4 біля анода. В результаті мідь ніби переноситься з анода на катод.

Даний тип електролізу лежить в основі майже всіх видів гальванічного покриття (гальваностегії). Деталь, яку треба вкрити тим або іншим металом, уміщують як катод у розчин солі цього металу. Як аноди беруть пластини металу, яким треба вкрити деталі.

§ 409. Електрохімічні еквіваленти. Нормальні розчини. Нагадаємо, що авогадровим числом N називають число атомів у грамамі речовини (або, що є те саме, число молекул у граммолі). Це число дорівнює $6,06 \cdot 10^{23}$. Авогадрове число електронів становить заряд, який називається Фарадеєм. Очевидно, що

1 фарадей $= Ne = 6,06 \cdot 10^{23} \cdot 4,77 \cdot 10^{-10}$ абс. ел.-ст. од. $= 96\,500$ кулонів.

Якщо при електролізі на електродах нейтралізуються одновалентні іони, то проходження через електроліз $96\,500$ кулонів буде, очевидно, супроводитись виділенням на кожному електроді авогадрового числа атомів, тобто грамама речовини. Коли ж носіями струму в електроліті є іони, які мають n -кратний заряд електрона („ n -валентні“ іони), то, очевидно, проходження того ж заряду $96\,500$ кулонів супроводитиметься виділенням на кожному електроді $\frac{1}{n}$ авогадрового числа атомів, тобто

$\frac{1}{n}$ грамама речовини.

Вагові кількості різних простих речовин, виділювані при електролізі тією самою кількістю електрики, називають електрохімічними еквівалентами. Ми бачимо, що електрохімічним еквівалентом заряду в $96\,500$ кулонів є $\frac{1}{n}$ грамама речовини (для водню, атомна вага якого $1,008$ і валентність 1 , це буде $1,008$ г; для срібла, атомна вага якого $107,9$ і валентність 1 , це становитиме $107,9$ г; для двовалентної міді, атомна вага якої $63,6$, це становитиме $\frac{63,6}{2} = 31,8$ г і т. д.).

$\frac{1}{n}$ грамама речовини, де n — валентність, має назву грамеквівалента.

Очевидно, що електрохімічним еквівалентом заряду в 1 кулон є $\frac{1}{96\,500}$ грамеквівалента, або (це те саме) ще в n раз менша частина грамама. В практичних розрахунках часто користуються електрохімічними еквівалентами 1 кулона, а також нерідко 1 ампергодини (3600 кулонів); значення цих електрохімічних еквівалентів наведені у таблиці 27 (стор. 459).

В теоретичних розрахунках завжди зручніше розглядати електрохімічні еквіваленти 1 фарадея, тобто грамеквіваленти. В зв'язку з цим прийнято виміряти концентрацію розчинів числом грамеквівалентів, які містяться в одному літрі.

Таблиця 27.

Електрохімічні еквіваленти.

Аніони	Число грамів в 1 грамеквіваленті	1 кулон виділяє міліграмів	1 ампер-година виділяє грамів	Катіони	Число грамів в 1 грамеквіваленті	1 кулон виділяє міліграмів	1 ампер-година виділяє грамів
Br'	79,9	0,828	2,982	Ag*	107,9	1,118	4,025
Cl'	35,5	0,3672	1,322	Al ⁺⁺⁺	9,0	0,0936	0,3369
CO ₃ ^{''}	30,0	0,3108	1,119	Au ⁺⁺⁺	65,7	0,681	2,451
J'	126,9	1,315	4,735	Ba ^{**}	68,7	0,712	2,562
NO ₃ '	62,0	0,642	2,312	Ca ^{**}	20,1	0,2077	0,748
O ^{''}	8,0	0,0829	0,2983	Cu'	63,6	0,659	2,372
OH'	17,0	0,1762	0,634	Cu ^{**}	31,8	0,3294	1,186
SO ₄ ^{''}	48,0	0,4975	1,791	Fe ⁺	27,9	0,2895	1,042
				Fe ^{**}	18,6	0,1930	0,695
				H ⁺	1,008	0,01044	0,03759
				Hg ⁺	200,6	2,072	7,46
				K ⁺	39,1	0,4056	1,460
				Mg ^{**}	12,2	0,1262	0,4542
				Mn ^{**}	27,5	0,2849	1,025
				Na ⁺	23,0	0,2388	0,860
				NH ₄ ⁺	18,0	0,1869	0,673
				Pb ^{**}	103,6	1,072	3,858
				Zn ^{**}	32,7	0,3387	1,219

1 кулон розкладає 0,0933 мг води і виділяє 0,174 см³ гримучого газу при 0° і 760 мм.

1 ампергодина розкладає 336 мг води і виділяє 626 см³ гримучого газу при 0° і 760 мм.

Розчин, який містить 1 грамеквівалент у літрі, називають нормальним розчином електроліту. Якщо в літрі розчину міститься не 1 грамеквівалент, а, наприклад, 0,01 грамеквівалента, то говорять, що концентрація розчину дорівнює 0,01 нормального (це коротко позначають так: 0,01 N).

Поряд із зазначеним змістом терміну „нормальний розчин“ в електрохімії часто користуються цим терміном для позначення розчину, що містить 1 грамеквівалент іонів у літрі (тобто $\frac{1}{n}$ авогадрового числа іонів у літрі). Таким чином, слід розрізняти: 1) концентрацію розчину, яку визначають зіставленням з нормальним розчином електроліту, і 2) концентрацію розчину, яку визначають зіставленням з нормальним розчином іонів. Так, визначувані концентрації чисельно збігаються тільки у випадку повної дисоціації електроліту, тобто для розведених розчинів і для сильних електролітів.

§ 410. Рухливість іонів і електропровідність розведених розчинів. Електропровідність електролітів залежить від числа іонів в одиниці об'єму і від рухливості іонів.

Рухливість іонів певного сорту виражається швидкістю їх переміщення в розчиннику під дією електричного поля із спаданням потенціала в 1 вольт на 1 см.

Дослідам, які були описані в § 407, можна надати кількісної форми і таким способом безпосередньо виміряти рухливість різних забарвлених (або таких, що забарвлюють індикатори) різновидностей іонів. Проте, тут вважають за краще користуватись іншими, побічними, але точнішими методами виміру рухливостей. Результати цих вимірів подані в таблиці 28. Числові значення екстрапольовані для нескінченно великих розведень відповідних електролітів.

Таблиця 28.

Рухливості u і v деяких іонів у водному розчині при 18°C
(в $\text{см}^2 \text{сек}^{-1}$ вольт $^{-1}$).

Катіони	u	Аніони	v
H_3O^+	$33 \cdot 10^{-4}$	OH^-	$18,2 \cdot 10^{-4}$
Li^+	$3,5 \cdot 10^{-4}$	Cl^-	$6,85 \cdot 10^{-4}$
Na^+	$4,6 \cdot 10^{-4}$	Br^-	$7,0 \cdot 10^{-4}$
K^+	$6,75 \cdot 10^{-4}$	J^-	$6,95 \cdot 10^{-4}$
Ag^+	$5,7 \cdot 10^{-4}$	NO_3^-	$6,5 \cdot 10^{-4}$
NH_4^+	$6,7 \cdot 10^{-4}$	MnO_4^-	$5,6 \cdot 10^{-4}$
Zn^{++}	$4,8 \cdot 10^{-4}$	SO_4^{--}	$7,6 \cdot 10^{-4}$
Fe^{++}	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$\text{C}_2\text{O}_4^{--}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$
Fe^{+++}	$4,6 \cdot 10^{-4}$	CO_3^{--}	$6,2 \cdot 10^{-4}$

Як видно з таблиці, рухливості різних іонів, незалежно від знака і величини їх зарядів, мають близькі значення, але рухливості гідроксонію і гідроксилу перевищують всі інші в кілька разів. Це явище легко спостерігати вже в якісних дослідах, описаних у § 407. Воно зв'язане, очевидно, з тим, що іони гідроксилу і гідроксонію побудовані з тих самих елементів (H і O), з яких побудовані молекули розчинника (води), і механізм їх руху в розчині трохи інший, ніж для інших іонів; їх переміщення до електродів здійснюється, очевидно, „естафетним“ шляхом. Так, у випадку гідроксонію його протон передається незарядженій молекулі води, яка лежить поблизу і сама тепер стає іоном гідроксонію, і таким же порядком естафета йде далі, в напрямі до катода, так, як це наочно показано на рис. 428. Цілком очевидно, що такий фіктивний рух гідроксонію повинен відбуватися швидше, ніж коли гідроксоній, подібно до інших іонів, переміщався сам. Цікаво, що приблизно так уявляв собі спочатку механізм електролізу фундатор теорії електролізу Гротгус, який не знав ще про існування в розчинах вільних іонів.

Покажемо, як з допомогою таблиці рухливостей іонів обчислюється електропровідність розчину настільки розведених, щоб іони були досить віддалені один від одного і в наслідок цього, з одного боку, не зчеплювались у молекули, а з другого — не гальмували руху один одного своїми власними електричними полями. Нехай у розчині міститься по n позитивних і негативних іонів у кожному кубічному сантиметрі і ми маємо спадання потенціала 1 V/cm ; катод міститься зліва, анод — справа. Уявимо собі площинку розміром в 1 см^2 , перпендикулярну до напрямку силових ліній. Протягом однієї секунди через цю площинку пройдуть, рухаючись зліва направо, всі аніони, які в початковий момент були віддалені від неї

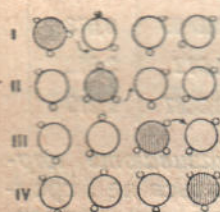


Рис. 428. Фіктивний рух іона гідроксонію при електролізі.

не далі ніж на v см, тобто містились в об'ємі шару, основою якого служить вибрана площинка, а висотою — v ¹⁾. Об'єм цього шару $(1 \times v)$ см³, у ньому міститься nv аніонів, і коли заряд їх дорівнює e , то кількість електрики, яку вони перенесуть з собою через розглядааний переріз, дорівнює nev .

Міркуючи аналогічно, для катіонів знайдемо, що кількість позитивної електрики, яка щосекунди переноситься ними через ту саму площинку, але в протилежному напрямі, становить nie .

За означенням, питома електропровідність розчину (як і всякого провідника) є кількість електрики, яка переноситься через 1 см² поперечного перерізу провідника протягом секунди, при спаданні потенціала в 1 V на 1 см. При цьому з формального погляду перенесення позитивної електрики справа наліво еквівалентне перенесенню такої ж кількості негативної електрики зліва направо. Отже, електропровідність нашого розчину

$$\sigma = en(u + v).$$

В цій формулі en є заряд усіх іонів одного знака, що містяться в 1 см³ розчину. Втім нам відомо, що заряд одного грамеквівалента якихнебудь іонів дорівнює 96 500 кулонам. Тому, якщо ми позначимо через η еквівалентну концентрацію іонів, тобто число грамеквівалентів іонів одного знака, що містяться в 1 л розчину, то

$$1000 \cdot en = 96\,500 \eta,$$

отже,

$$\sigma = 96,5 \eta(u + v). \quad (2)$$

Якщо в розчині не два види іонів, а більше, то взагалі

$$\sigma = 96,5 (\eta_1 u_1 + \eta_2 u_2 + \eta_3 v_1 + \dots),$$

тобто частка участі кожного виду іонів в електропровідності пропорціональна їх концентрації, з одного боку, і рухливості — з другого. Наприклад, електропровідність 0,001 N розчину нітратної кислоти

$$\sigma = 0,001 \cdot 96,5 \cdot \frac{33 + 6,5}{10\,000} = 0,00038 \frac{1}{\text{ом}}.$$

Тут ми скористалися правом вважати сильні електроліти (такою є нітратна кислота), тим більше в слабких розчинах (0,001 N), повністю дисоційованими, і вважати тому, що задане значення концентрації 0,001 однаково стосується як концентрації самої нітратної кислоти, так і кожного з її іонів (§ 409). Поряд з питомою електропровідністю, яку ми розглядали в цьому параграфі, в електрохімії часто користуються поняттям еквівалентної електропровідності.

Еквівалентна електропровідність є електропровідність такого шару розчину, який містить один грамеквівалент розчиненої речовини між електродами, віддаленими один від одного на 1 см. Еквівалентна електропровідність чисельно дорівнювала б питомій для такого розчину, який містив би 1 грамеквівалент розчиненої речовини в 1 см³ розчину. Якщо ми маємо справу з більш розведеним, наприклад, розведеним у V раз розчином, то ми вимірюємо на досліді його питому електропровідність σ і знаходимо з неї еквівалентну електропровідність λ , помножуючи σ на розведення V .

§ 411. Залежність електропровідності від концентрації. Відповідно до формули (2) питома електропровідність σ електролітичних розчинів

¹⁾ Тут v і u , як на табл. 28, означають рухливості аніона і катіона.

при досить розведених розчинах зростає пропорціонально збільшенню їх концентрації. В більш концентрованих розчинах пропорціональність між концентрацією і питомою електропровідністю, якої вимагає знайдене нами співвідношення, порушується. Спостережена електропровідність σ звичайно менша від обчисленої σ_0 , тобто $\frac{\sigma}{\sigma_0} < 1$. Це має дві причини. Насамперед у випадку малорозведених розчинів ми вже не маємо справи з повною дисоціацією електроліту; в кожний даний момент частина іонів зв'язана в молекули і не бере участі в проведенні електричного струму.

Тому відношення $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ повинне дорівнювати степеневі дисоціації α електроліту в даному розчині. Тим самим вимірювання електропровідності розчинів є дуже простим, зручним і широко застосовуваним способом визначення степеня дисоціації; добути таким способом значення α добре погоджуються із значеннями, знайденими іншими способами, а також із значеннями α , обчисленими для тих же розчинів на підставі закону Оствальда. Проте, погодження з законом Оствальда має місце тільки для слабких електролітів. Зміна електропровідності сильних електролітів з концентрацією відбувається не так, як можна було б чекати на підставі закону діючих мас. Тут при високій концентрації зменшується не число іонів, які фактично беруть участь у проведенні струму, а зменшуються u і v , тобто їх рухливості. Супротивно заряджені іони притягують один одного електростатично; цим самим зменшуються їх рухливість і участь в електропровідності. Електростатичний розрахунок цих впливів дуже складний; він виконаний Дебаєм¹⁾.

§ 412. Закон Ома в застосуванні до електролітів. З теорії руху тіл у в'язкому середовищі відомо, що швидкість стаціонарного руху у в'язкому середовищі пропорціональна силі, що діє на тіло. Іон, який рухається до електрода, задовольняє ті умови, для яких виведено це співвідношення; тому швидкість руху іона повинна бути пропорціональна силі, що діє на іон, тобто добутковій напруженості поля на заряд іона. Якщо напруга струму, а отже, і напруженість поля збільшаться в n раз, то в стільки ж разів збільшиться швидкість руху всіх іонів, які є в розчині, в стільки ж разів збільшиться і кількість електрики, яка щосекунди переноситься ними через будьякий поперечний переріз провідника, тобто величина струму.

Таким чином закон Ома про пропорціональність між величиною струму, який проходить через електролітичний розчин, і напругою являє собою власне не більш як окремий випадок закону руху тіл у в'язких середовищах (закон Стокса). Він повинен бути правильний у тих границях, в яких зберігається пропорціональність між швидкістю руху іонів і електричною силою, що діє на них. Ці границі дуже широкі. Невдавно доведено, що відхилення від закону Ома стають помітними тільки при напругах порядку 10^6 вольтів на 1 см. При цих напругах швидкості руху іонів, що їх ледве вловлює око в дослідах, описаних у § 407, приблизно дорівнюють швидкості руху пасажирських поїздів.

§ 413. Баланс енергії при електролізі. Потенціал розкладу. Енергія джерела струму при електролізі витрачається, з одного боку, на переміщення іонів в електроліті, з другого — на розрядження іонів на електродах. Енергія, витрачена на переміщення іонів — на перемагання в'язкості розчинника, — перетворюється в джоулеве тепло, енергія ж, витрачена на розрядження іонів, — у хемічну енергію одержаних при електролізі

¹⁾ Російською мовою виклад і критика теорії сильних електролітів дані знавцем цієї галузі проф. В. К. Семеновим (зокрема у книзі „Молекулярные силы и их электрическая природа“, 1928 р. і в „Успехах физических наук“, т. VIII).

продуктів. Співвідношення цих двох витрат енергії залежить від величини струму, а отже, від прикладеної напруги.

Дослід показує, що електроліз розчину кожної солі починається з певної, характерної для неї напруги („потенціал розкладу“). Якщо напруга тільки на нескінченно малу величину перевищуватиме потенціал розкладу даної солі, то енергія струму буде використана з максимальним коефіцієнтом корисної дії, але електроліз затягнеться на нескінченно довгий час, бо швидкість переміщення іонів до електродів буде нескінченно мала. Щоб електроліз відбувався досить швидко, напруга струму повинна набагато перевищувати потенціал розкладу, але при цьому надвишкова частина електроенергії буде перетворена в джоулеве тепло. Наприклад, якщо провадити електроліз при напрузі струму, яка вдвоє перевищує потенціал розкладу, то 50% енергії піде на хемічну роботу і 50% перетвориться в джоулеве тепло.

Користуючись тим, що кожний електроліт має свій потенціал розкладу, можна, наприклад, із сумішки солей виділяти в певній послідовності один за одним метали, які містяться в солях, поступово підвищуючи напругу. На цьому ґрунтується електрохімічний аналіз.

Нижче (в § 418) будуть пояснені причини, які зумовлюють існування потенціала розкладу.

§ 414. Різниця потенціалів між металом і розчином. Електролітична пружність розчинення. При зануренні металу в електроліт звичайно спостерігається їх взаємна електризація: метал заряджається негативно, рідина — позитивно. Це можна виявити з допомогою устанавки, поданої на рис. 429. Тут Z — пластинка цинку, P — смужка фільтрувального паперу, зануреного нижнім кінцем у розчин, з допомогою якої частині поверхні розчину ніби надано вертикального положення. Всередині утвореного таким чином конденсатора ZP підвішена дуже тонка платинова дротинка, відтягувана кварцовим важком. Примкнувши до цієї дротинки і до пластинки Z два полюси батареї з напругою близько 50 V, можна спостерігати відхилення дротинки в сторону цинкової пластинки, якщо дротинка прилучена до позитивного полюса батареї, і в сторону вологого папірця, якщо дротинка прилучена до негативного полюса батареї. Різниця потенціалів між металом і електролітом, яка виявляється таким способом, звичайно має величину порядку кількох вольтів.

Для пояснення таких явищ введено поняття про електролітичну пружність розчинення металів — про їх здатність переходити в розчин у вигляді іонів. Електрони, які належали атомам металу, лишаються при цьому в металі і надають йому негативного заряду:



Особливість даного випадку розчинення твердого тіла в рідині полягає в тому, що іони металу, які перейшли в розчин, не віддаляються від металічної пластинки, а втримуються біля неї силами притягання, які виходять від електронів, що залишилися в металі. Вздовж поверхні металічної пластинки утворюється подвійний електричний шар з електронів і іонів. Метал заряджається негативно, розчин — позитивно.

Перехід іонів з металу в розчин, очевидно, триватиме тільки доти, поки між металом і розчином не виникне напруга, достатня для того, щоб перешкодити дальшому „розчиненню“ металу. Скільки іонів перейде



Рис. 429. Дослід, який показує існування різниці потенціалів між металом і розчином.

таким чином у розчин і якою буде в наслідок цього різниця потенціалів між металом і розчином, залежить від природи металу і рідини, яка розчиняє його, а також від того, чи були вже раніше в розчині іони даного металу у вигляді якоїнебудь його солі. Якщо концентрація останньої досить велика, подвійний шар може й не утворитись: розчин ніби насичений іонами даного металу. В цьому випадку слід припустити, що пружність розчинення металу чисельно дорівнює осмотичному тискові іонів металу в розчині. Звідси: для числової характеристики електролітичної пружності розчинення, недоступної безпосередньому вимірюванню, можна вимірювати замість неї осмотичний тиск іонів металу в такому розчині його солі, в якому метал не утворює „подвійного шару“.

Якщо метал занурити в розчин його солі, ще більш концентрований, тобто ніби пересичений його іонами, деяка частина останніх виділиться на металі, надавши йому позитивного заряду; аніони ж скупчатся поблизу поверхні металу в розчині, і останній зарядиться негативно.

Заряди, які виникають при зануренні металу в розчин, зосереджені в місці стикання металу й електродиту, в шарі молекулярної товщини. Тому постає питання: яке походження зарядів, що виявляються в описаному вище досліді на вільній поверхні рідини і на кінці металічної пластинки, що виступає з розчину? Легко зрозуміти, що поява в розчині поблизу зануреного в нього металу позитивних іонів повинна викликати певний перерозподіл іонів, які вже були в розчині. Скупчення поблизу пластинки позитивних іонів викличе переміщення в цей шар із сусіднього шару розчину негативних іонів; позитивні ж іони з цього шару будуть відтіснені в більш віддалений від металу шар. Такі ж зміщення стануться і в цьому шарі: частина негативних іонів, що були в ньому, перейде в перший шар і замість них сюди прийдуть негативні іони з дальшого, третього, шару, а надвишок позитивних іонів витісниться в третій шар і т. д. Таким чином для кожного з внутрішніх шарів розчину убуток іонів кожного знака в один сусідній шар буде компенсований прибутком їх з другого, сусіднього шару, який прилягає з протилежного боку.

Це не буде мати місця тільки для останнього шару, який безпосередньо прилягає до вільної поверхні рідини; отже, в цьому шарі буде якийсь надвишок позитивних іонів, і шар буде позитивно зарядженим.

З другого боку, негативні іони, які перемістились у найближчий до металу шар, приймуть на себе частину силових ліній, що виходять з позитивних іонів металу, які перейшли в розчин, і тим самим „звільнять“ частину електронів подвійного шару. Ці електрони дістануть можливість перейти у виступаючий над рівнем рідини кінець металічної пластинки і зарядять його негативно.

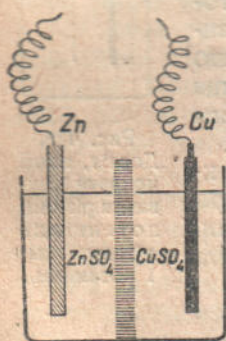


Рис. 430. Схема гальванічного елемента.

§ 415. Теорія гальванічного елемента. Метал і розчин, в який він занурений, являють собою півелемент; не зважаючи на наявність різниць потенціалів і електропровідність усіх своїх складових частин, „півелемент“ не дає електричного струму, бо все тут пере-

буває в стані рівноваги. Візьмемо тепер два такі „півелементи“, наприклад, мідь у розчині мідного купоросу і цинк у розчині цинкового купоросу, приведемо їх у стикання через пористу перегородку (рис. 430) і сполучимо цинкову й мідну пластинки якимнебудь металічним дротом. Цинк має незрівняно більшу пружність розчинення, ніж мідь, тому цинкова пластинка дістає сильніший негативний заряд, ніж мідна. Електрони з цинкової пластинки перемістяться по дроту на мідну. Тим самим порушиться рівновага в подвійному шарі цинкової пластинки; частина іонів

цинку, які утворюють цей шар, попрямує в розчин. Так само порушиться рівновага в подвійному шарі мідної пластинки, негативний заряд якої посилюється за рахунок електронів, що прибули з цинку. Тут, навпаки, частина іонів міді, які утворюють подвійний шар, сполучиться з надвишковими електронами й осіде на пластинку вже у вигляді атомів.

Проте, зазначеними процесами рівновага не буде відновлена. „Подвійний шар“ цинку зруйнований. Цинк намагається відновити його, віддаючи в розчин нові іони, але він не в силі втримати ці іони поблизу своєї поверхні, бо електрони, які були зв'язані з цими іонами силами притягання, безперервно віддалятимуться в мідну пластинку, де вони нейтралізують іони міді, що прибувають з розчину. Так буде доти, поки або не розчиниться весь цинк, або не будуть витрачені всі іони міді.

Протягом процесу розчин у цинковому півелементі збагачується позитивними іонами, а в мідному — втрачає їх. В наслідок цього розчин повинен був би набутися в одній частині позитивного, а в другій — негативного заряду. Насправді цього не буває, бо одночасно з рухом електронів по дроту від цинкового електрода до мідного в розчині від мідного електрода до цинкового рухаються через пористу перегородку негативні іони. Кінець-кінцем в описаному елементі відбувається, отже, перетворення цинку в цинк-сульфат, а мідь осідає з розчину мідь-сульфату:



§ 416. Різновидності гальванічних елементів. У попередньому параграфі ми розібрали простіший гальванічний елемент, відомий під назвою елемента Данієля (рис. 430). Розглянемо, що є важливе і що другорядне в його конструкції. Цинковий електрод, звичайно, необхідний, бо цинк є безпосереднім учасником хемічної реакції, енергія якої живить елемент. Навпаки, неважливо, що за другий електрод ми взяли саме мідь. Цей другий електрод у хемічній реакції не бере участі; він є лише передавачем електронів, які нейтралізують іони міді. Тому ніщо не змінилося б, якби за другий електрод ми взяли якийнебудь інший електропровідний матеріал з низькою пружністю розчинення, наприклад, платину або вугілля. Одразу ж після замикання струму на платині або на вугіллі осів би якнайтонший шар міді, і далі елемент працював би так само, як коли б електрод з самого початку був мідний.

З двох застосованих електролітів, навпаки, найбільше значення має мідний купорос, бо саме він поряд з цинком бере участь у реакції, енергія якої живить елемент. Проте, замість мідь-сульфату ми могли б узяти будьяку іншу сіль міді. Важливо лише, щоб були в наявності іони міді, незалежно від того, у вигляді якої солі вони введені в розчин. Цинк-сульфат же знову таки може бути замінений сіллю якогонебудь іншого металу, наприклад, кухонною сіллю. Заміняючи цинк іншими металами з високою пружністю розчинення або мідний купорос солями інших металів з низькою пружністю розчинення, ми одержуємо ряд нових гальванічних елементів.

Слід відзначити роль пористої перегородки. Її призначення полягає лише в тому, щоб перешкоджати безпосередній дії мідного купоросу на цинк. При безпосередній дії мідного купоросу на цинк енергія реакції виділилась би у вигляді теплоти в самому гальванічному елементі, замість того щоб перетворитись в електричний струм. У деяких конструкціях гальванічних елементів пориста перегородка не потрібна. Вона не була б потрібна і в розглянутому елементі Данієля, якби застосовуваний у ньому цинк був ідеально чистий; хемічно чистий цинк, як показує досвід, не взаємодіє з мідним купоросом при безпосередньому дотиканні. Позитивні іони цинку, що скупчилися поблизу поверхні цинку,

в подвійному шарі, відштовхують однойменно заряджені іони міді і перешкоджають їх стиканню з металічним цинком.

Напруга на полюсах розімкненого гальванічного елемента (електрорушійна сила) залежить не від його геометричних властивостей (величина і форма електродів, об'єми рідин, в які електроди занурено, спосіб розділення цих рідин), а виключно від хемічної природи матеріалів, узятих для електродів і електролітичних розчинів, а також від концентрації останніх.

Електрорушійні сили деяких найбільш уживаних елементів наведені в таблиці 29.

Таблиця 29.

Електрорушійні сили гальванічних елементів.

Е л е м е н т	Електрорушійна сила у вольтах
Данієля: цинк у розчині сульфатної кислоти (5—10% кислоти), мідь у насиченому розчині мідного купоросу; пориста посудина	1,1
Бунзена: цинк у розчині сульфатної кислоти, вугілля в міцній нітратній кислоті; пориста посудина	1,8
Мейдінгера: цинк у розчині „гіркої“ солі або магнезій-сульфату ($MgSO_4$), мідь у насиченому розчині мідного купоросу	1
Крюгера: цинк у розчині цинкового купоросу, вкрита міддю свинцева пластинка в насиченому розчині мідного купоросу	1
Хромовий: цинк і вугілля у водному розчині хромпіку $K_2Cr_2O_7$ і сульфатної кислоти (приблизно 100 частин води, 16 частин хромпіку, 37 частин сульфатної кислоти)	2
Лекланше: цинк і вугілля з манган-пероксидом у розчині нашатиру	1,5
Свинцевий акумулятор: свинець і свинець-пероксид у розчині сульфатної кислоти	2
Акумулятор Едісона: порошокподібне залізо і нікель-пероксид у 21-процентному розчині ідкого калі (KOH)	1,3

§ 417. Електродні потенціали. Щоб виміряти в півелементі напругу (V_1) між електродом і розчином звичайним способом, ми неминуче повинні були б підвести напругу розчину до мірного прилада з допомогою того або іншого провада, але в місці стикання провада і розчину утворюється нова напруга V_2 , тому може бути виміряна тільки різниця між шуканою і другою теж невідомою напругою.

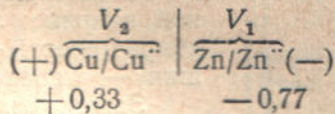
Для практичних потреб, проте, важливо знати не стільки абсолютні значення потенціалів, скільки їх відносні значення для різних металів. Тому умовились нульовим потенціалом вважати такий потенціал, якого виявляє водень при стиканні з таким розчином, в якому концентрація водневих іонів нормальна (1 грамаквівалент в 1 л). Вільний водень не має, проте, необхідної для електрода властивості — електропровідності. Як водневий електрод застосовують платинову пластинку, що міститься в атмосфері водню. Водень сильно розчинний у платині і в цьому стані виявляє подібно до металів цілком певну електролітичну пружність розчинення. Пластинка частково занурена в двоно р м а л ь н и й розчин сульфатної кислоти. Двоно р м а л ь н и й розчин її беруть тому, що молекула сульфатної кислоти, як зазначено в § 406, відщеплює у водному розчині тільки один з двох протонів; отже, двоно р м а л ь н и й розчин сульфатної кислоти є саме одноно р м а л ь н и м відносно водневих іонів (або, точніше, іонів гідроксонію).

Склавши елемент з такого водневого півелемента і другого виучуваного півелемента, вмикають елемент у мірну установку і знайдене значення електрорушійної сили приписують виучуваному півелементові як його потенціал відносно нормального водневого електрода.

Нижче в таблиці подаємо електролітичні потенціали деяких металів при стиканні з *нормальними розчинами їх іонів*, тобто розчинами, що містять 1 грамеквівалент іонів в 1 л („нормальні потенціали“):

Zn/Zn ⁺⁺ — 0,77 V	H/H ⁺ + 0,000 V.
Cd/Cd ⁺⁺ — 0,42 „	Cu/Cu ⁺⁺ + 0,33 „
Fe/Fe ⁺⁺ — 0,34 „	Hg/Hg ⁺⁺ + 0,76 „
Ni/Ni ⁺⁺ — 0,23 „	Ag/Ag ⁺ + 0,77 „
Pb/Pb ⁺⁺ — 0,15 „	

З допомогою цієї таблиці можна обчислювати електрорушійну силу гальванічних елементів, складених з наведених півелементів у будь якій комбінації. Наприклад, для розглянутого вище елемента Данієля маємо:



$$V_2 - V_1 = 0,33 - (-0,77) = 1,10 \text{ V.}$$

При цьому розрахунку ми не взяли до уваги стрибка потенціала на границі між розчинами мідної і цинкової солей, бо цей стрибок порівняно дуже малий. Якби ми вибрали за нульовий електрод не водневий, а, наприклад, свинцевий, то потенціали всіх електродів зменшилися б на однакову величину (0,15 V), але різниця будь якої пари цих потенціалів, яка є електрорушійною силою відповідного елемента, залишилась би тією самою. Довільність у виборі нульового потенціала не позначається, таким чином, на обчисленні електрорушійних сил.

§ 418. Поляризація. Із сказаного в попередньому параграфі випливає, що два куски того самого металу, занурені в електроліт, ще не утворюють елемента. Між обома кусками металу не існує напруг, бо відносно електроліту установка є цілком симетричною. В ній не можуть відбуватись якінебудь процеси або реакції, які змушували б електрони переміщатись в якомусь одному напрямі. Наприклад, стрілка вольтметра не відхиляється, якщо вольтметр прилучений до двох платинових електродів, занурених у розчин сульфатної кислоти. Але якщо через цю систему пропускати протягом якогось часу струм із стороннього джерела струму, а потім, вимкнувши джерело струму, знов увімкнути вольтметр, то між електродами матимемо напругу порядку одного-двох вольтів, як і в раніше розглянутих гальванічних елементах.

Цю напругу називають поляризаційною напругою. Вона напрямлена протилежно до напруги, яку прикладали ззовні. Неважко пояснити причину її виникання. При електролізі на платинових електродах виділяються водень і кисень, які утворюють на них тонкі газові плівки. Якщо перервати електроліз, вимкнувши струм, то атоми водню, які насичують один з електродів, у наслідок високої пружності розчинення водню знов переходитимуть в розчин у вигляді іонів, заряджаючи розчин позитивно; електрод же дістане при цьому негативний заряд.

Так само атоми кисню, які осіли на другому електроді, намагатимуться увійти в розчин у вигляді негативних іонів. Таким чином, ми маємо справу з гальванічним елементом, у якому джерелом електричної енергії

є реакція утворення води шляхом сполучення водню з киснем, тобто процес, протилежний тому, який фактично здійснюється при електролізі водного розчину сульфатної кислоти. Така електрохімічна поляризація, тобто виникнення „зустрічного“ гальванічного елемента, буває майже при будь-якому випадку електролізу. Очевидно, що при електролізі струм проходить через електроліт тільки в тому випадку, якщо прикладена ззовні напруга більша „зустрічної“ напруги гальванічного елемента, утвореного продуктами електролізу, які виділяються на електродах.

Звідси стає очевидною фізична суть „потенціалів розкладу“, про які ми говорили в § 413.

§ 419. Акумулятори. Зіставляючи гальванічний елемент з електролітичною ванною, в якій провадиться електроліз, бачимо, що вони тотожні конструкцією, але всі явища в тому і в другому відбуваються в зворотному порядку. На рис. 431 показана схема дії елемента Данієля як гальванічного елемента і як електролітичної ванни. Всі процеси в гальванічній ванні і в гальванічному елементі мають зворотний напрям; зокрема електромотор — вбирає енергію — обернувся в динамомашину — джерело електроенергії (рис. 431).

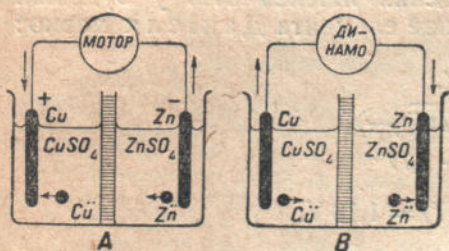


Рис. 431. Елемент Данієля як акумулятор. Стрілки вгорі показують напрями рухів електронів.

Звідси випливає, що, пропускаючи через напіввикористаний елемент струм, зворотний до того струму, який спричиняється елементом, можна зарядити елемент, тобто викликати в ньому утворення нового запасу тих хімічних речовин, витрачання яких зумовлюється дією елемента.

На цьому ґрунтується виготовлення акумуляторів. Акумулятори — ті самі гальванічні елементи, але матеріали для електродів і електроліти в них дбрані з таким розрахунком, щоб оборотність досягалась якнайлегше. Акумулятори після часткового використання можна знов „заряджати“ (відновлювати) струмом.

§ 420. Свинцеві і лужні акумулятори. В практиці найбільше поширені свинцеві акумулятори. В незарядженому вигляді вони складаються з двох і більше свинцевих пластин, відлитих у формі ґрат. Отвори їх замазані тістом із свинець II-оксиду і води. Ґрати занурюються в 20-процентний розчин сульфатної кислоти, яка перетворює свинець II-оксид у нерозчинний свинець-сульфат. Для того, щоб зарядити акумулятор, пластини прилучаються до протилежних полюсів джерела струму. Відбувається електроліз сульфатної кислоти, при чому свинець-сульфат на катоді відновлюється воднем у металічний свинець, а на аноді киснем перетворюється в свинець-пероксид, відщеплюючи сульфатну кислоту. Після досить довгого пропускання струму матимемо одну пластину чистого свинцю, другу — вкриту свинець-пероксидом, а концентрацію сульфатної кислоти в розчині — збільшеною. При розрядженні акумулятора всі процеси відбуваються в зворотному напрямі, повертаючи у вигляді електричного струму енергію, витрачену при зарядженні.

Надто велика вага свинцю є причиною громіздкості свинцевих акумуляторів, яка дуже утруднює їх поширення в техніці. Тому робляться спроби винайдення акумуляторів з іншими матеріалами. В акумуляторі Юнгнера — Едісона електролітом служить їдкий калій (20 — 25-процентний розчин) з додатком ідкого літію; позитивний електрод — з нікель-пероксиду, негативний — з тонкороздробненого заліза. При розрядженні залізо оксидується, а нікель-пероксид частково відновлюється; при за-

рядженні акумулятора оксиди, що містяться в залізі, відновлюються, і утворюється знову нікель-пероксид, тоді як електроліт залишається незмінним. Зарядження полягає, власне, в перенесенні кисню в одному напрямі, від заліза до нікелю, а розрядження — в зворотному.

Трудність знайти такий хемічний процес, на основі якого може бути побудований акумулятор, полягає в тому, щоб виключити побічні фізичні процеси, які в умовах роботи акумулятора не були б оборотні. Цілком очевидно, наприклад, що звичайний тип гальванічного елемента з двома розділеними пористою перегородкою рідинами і з металічними електродами, які розчиняються, потрібним умовам не задовольняють, бо дифузійні процеси, що відбуваються в них, не можуть бути оборотними.

§ 421. Енергетичний баланс гальванічного елемента. Для з'ясування енергетичних співвідношень, які бувають у діючих елементах, розглянемо спочатку елемент Даніеля. Теплота Q реакції, що відбувається в ньому (§ 415), визначена калориметричним шляхом і становить $1,03 \cdot 10^5$ джоулів на кожний грамаквівалент. Енергія, яку дає елемент Даніеля, може бути в свою чергу розрахована з допомогою такого міркування. Замкнувши елемент на досить великий опір, ми можемо практично всю енергію, яку дає елемент, реалізувати в зовнішньому колі. При цьому напруга на полюсах елемента практично залишається рівною $1,09$ V, як і в розімкненому елементі. Використання кожного грамаквівалента цинку зв'язане з переміщенням у зовнішньому колі 96500 кулонів і, отже, дає роботу:

$$W = 1,09 \times 96500 = 1,05 \cdot 10^5 \text{ джоулів.}$$

Отже, тут практично $Q = W$.

Така еквівалентність між кількістю енергії Q , виділюваної під час хемічної реакції в калориметрі, і електроенергією W , віддаваною нею ж у гальванічному елементі, спостерігається не завжди. Часто енергія реакції не може бути цілком реалізована у вигляді роботи електричного струму і частково виділяється всередині елемента у формі тепла.

Найбільший інтерес, проте, являє для нас можливість конструювати елементи, для яких $W > Q$, тобто виконувана елементом робота перевищує теплоту реакції, що відбувається в ньому. Можуть бути здійснені навіть гальванічні елементи, які працюють за рахунок реакції з негативним „тепловим ефектом реакції“. В усіх таких випадках, вміщуючи діючий елемент у калориметр, можна встановити зниження температури. Це вказує на те, що *джерелом роботи гальванічного елемента, якщо не виключений теплообмін його з навколишнім середовищем, є не внутрішня, а вільна енергія F* (§ 257). Якщо від елемента береться струм дуже малої величини, то елемент справді задовольняє термодинамічне означення ізотермічно-оборотно працюючої машини, і виконувана ним робота повинна дорівнювати убуткові його вільної енергії.

Залежно від знака $\frac{\partial F}{\partial T}$ (§ 259) виконувана елементом робота W може бути менша або більша, ніж тепловий ефект реакції, при чому в останньому випадку додаткова енергія береться у формі тепла, що притікає до елемента з навколишнього середовища.

§ 422. Гальванічний елемент як мірний прилад. Вільна енергія різних процесів стає доступною безпосередньому вимірюванню, якщо на основі розгляданого процесу можна побудувати гальванічний елемент і виміряти його напругу. Цінність цього, власне, єдиного способу безпосереднього вимірювання вільної енергії зменшується тільки порівняно дуже вузьким колом процесів, доступних такій електрифікації. До числа їх, крім розглянутих нами до цього часу хемічних реакцій, можуть бути приєднані і деякі фізичні процеси. Маючи чутливий вольтметр, можна виміряти,

наприклад, енергетичний ефект наклёпу металічної пластинки, кручення або розтягування дроту і інших таких механічних деформацій металу. Для цього складається гальванічний елемент із деформованого і недеформованого кусків металу, занурених у розчин відповідної солі. Різну кількість енергії в електродах виявляють з певної різниці потенціалів між електродами. Деформований електрод, як такий, що має більшу питому енергію, при цьому розчиняється, а на недеформованому осідає метал з розчину. Два цілком тотожні зразки металу, вміщені в розчині його солей один над одним і сполучені дротом, також можуть служити джерелом струму, який піддається вимірові прецизійними мірними приладами; тут розчиняється верхній електрод, нарощується нижній, а джерелом електричної енергії є різниця гравітаційних потенціалів.

§ 423. Концентраційні елементи. Великий інтерес мають так звані концентраційні елементи, в яких для виконання роботи використовують різниці концентрацій розчинів.

В звичайних умовах вирівнювання концентрацій відбувається шляхом дифузії. Дифузія належить до числа типових необоротних процесів. Але, поділяючи області розчину з різною концентрацією і відповідно з різним осмотичним тиском напівпроникною перегородкою, ми могли б провести процес вирівнювання концентрацій оборотно і змусити існуючу в розчині різницю осмотичних тисків виконати певну роботу, при чому потрібна для цього енергія була б узята у формі тепла із зовнішнього середовища (вирівнювання концентрації в розчинах, подібно до розширення газів у пустоту, практично не супроводиться зміною внутрішньої енергії системи).

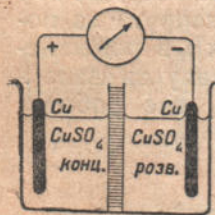


Рис. 432. Концентраційний елемент.

Тієї ж мети можна досягти так. Введемо в обидві області розчину — з великою і малою концентрацією — по електроду з того металу, сіль якого міститься в розчині (рис. 432). Кожний електрод матиме цілком певний рівноважний потенціал, величина якого залежить від концентрації, або, точніше, від осмотичного тиску іонів цього металу в розчині. Якщо обидва електроди сполучити тепер дротом, перший електрод виділятиме іони в розчин і посылатиме електрони в дріт; другий, навпаки, набуватиме електрони і збиратиме іони з розчину, відкладаючи їх на собі у вигляді металічного шару. Це триватиме, очевидно, до того часу, поки концентрації обох розчинів, в які занурені електроди (в наслідок безперервного убутку солі в концентрованому розчині і прибутку еквівалентної кількості її в розведеному розчині), не зрівняються. Отже, вирівнювання концентрацій відбулося, і при цьому через властивість оборотності гальванічного елемента відбулось оборотно.

Розрахуємо напругу на полюсах концентраційного елемента, один полюс якого занурений у розчин з концентрацією іонів C_1 , другий — з концентрацією іонів $C_2 < C_1$. Припустимо, що об'єми обох розчинів настільки великі, що прибуток якоїсь кількості солі в одному і убуток її в другому розчині по суті не змінюють концентрації іонів C_1 і C_2 . Тоді перенесення в зовнішньому колі $n \times 96500$ кулонів, де n — валентність іонів у розчині, відповідає переміщенню одного моля солі з розчину C_1 у розчин C_2 . Через те що осмотичні тиски розчинів¹⁾ пропорціональні їх концентраціям, то при цьому виконується робота (§ 237):

$$A = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = RT \ln \frac{C_1}{C_2}.$$

¹⁾ Тут взято до уваги тільки ту частину осмотичного тиску, яку робить дисоційована на іони частина розчиненої речовини.

Саме ця робота „осмотичного розширення“, проведеного оборотно й ізотермічно, і реалізується у вигляді електричної енергії елемента. Отже,

$$96500 \varepsilon n = RT \ln \frac{C_1}{C_2},$$

(де ε — шукана напруга) або, якщо використати числове значення R у джоулях і ввести модуль переходу від натуральних логарифмів до десяткових:

$$\varepsilon = \frac{1,98 \cdot 10^{-4}}{n} T \cdot \log \frac{C_1}{C_2} \text{ вольтів.} \quad (3)$$

Ми не зважили тут на стрибок потенціала на границі концентрованого і розведеного розчинів. Цей стрибок потенціала також легко може бути обчислений і дорівнює, як показує теорія, нулеві, якщо рухливості аніона і катіона солі однакові; якщо ж вони значно відрізняються одна від одної (як це, наприклад, має місце в практично важливому випадку кислот), вираз, який зв'яже осмотичну і електричну енергію, потребує виправлення і приймає такий вигляд:

$$\varepsilon = \frac{1,98 \cdot 10^{-4}}{n} \cdot T \cdot \frac{2u}{u+v} \log \frac{C_1}{C_2}, \quad (4)$$

де u — рухливість катіона, а v — рухливість аніона.

Підрахуємо, з якими порядками потенціала ми маємо тут справу. Формула (3) показує, що на абсолютні значення концентрацій можна не зважати; електрорушійна сила визначається їх відношенням. Нехай один розчин у 10 раз¹⁾ міцніший від другого; рухливості іонів однакові; температура — кімнатна (300° abs). Тоді $\varepsilon = 0,026$ V.

Отже, електрорушійні сили концентраційних елементів є такого порядку, що легко доступні вимірюванню. Результати таких вимірів дуже добре погоджуються з електрорушійними силами, обчисленими за формулою (3). Користуючись цим, а також таблицею нормальних потенціалів, легко можна обчислити електрорушійні сили будь-яких елементів, електроди яких занурені в не нормальні щодо концентрації іонів (1 грамаквівалент іонів у 1 л) розчини їх солей, а в розчині будь-якої, але відомої концентрації. Слід лише зміркувати, що збільшенню (зменшенню) концентрації іонів солі в 10ⁿ раз поблизу електрода відповідає зменшення (збільшення) його потенціала приблизно на $n \cdot 0,026$ V. Геометричній прогресії концентрацій — при повній дисоціації на іони — відповідає, отже, арифметична прогресія потенціалів.

Проте, рівняння (3) не є строгим співвідношенням. Справді, якщо ми скористувались при його виводі виразом роботи розширення ідеального газу, ми тим самим не зважили, як в свій час при виводі закону розведення, на електростатичну взаємодію між іонами. Тому рівняння (3) досить точні результати повинне давати тільки щодо розведених розчинів. Більш строгий розрахунок електродних потенціалів з урахуванням іонних взаємодій викладено в підручниках фізичної хемії.

§ 424. Вимірювання активної кислотності (p_H). Найважливішим із практичних застосувань концентраційних елементів є використання їх для вимірювання іонних концентрацій у розчинах. Встановлено, що в багатьох,

¹⁾ Треба підкреслити, що тут ми говоримо не просто про концентрацію солі, а про концентрацію іонів, тобто беремо до уваги тільки дисоційовану частину.

переважно хемічних, виробничих процесах концентрація певних різновидностей іонів, особливо іонів водню або, точніше, іонів гідроксонію (активна кислотність середовища), є таким же важливим фактором нормального режиму процесу, як, наприклад, температура, і тому концентрація повинна безперервно контролюватись. Контроль здійснюють шляхом вимірювання електрорушійної сили концентраційного елемента, який складається так.

Два платинові електроди, що їх безперервно насичують воднем, занурюють: один — у взятую пробу рідини, другий — у стандартний розчин кислоти, яка містить 1 грамаквівалент H_3O^+ -іонів у літрі. Вимірюють електрорушійну силу \mathcal{E} цього елемента і далі розраховують за формулою (3). В даному випадку концентрація H_3O^+ -іонів у стандартному пів-елементі дорівнює одиниці ($C_1 = 1$). Отже, $\log C_1/C_2 = -\log C_2$, тобто електрорушійна сила елемента, поділена на коефіцієнт пропорціональності формули (3) $\left(\frac{1}{n} \cdot 1,98 \cdot 10^{-4} T\right)$, дає значення взятого із знаком мінус логарифма шуканої концентрації H_3O^+ -іонів у досліджуваній рідині. Цю величину — від'ємний десятковий логарифм „водневих іонів“ ($-\log C_2$) позначають через p_{H} і називають водневим показником:

$$p_{\text{H}} = -\log C_2.$$

Очевидно, що водневий показник нормального розчину H_3O^+ -іонів ($C_2 = 1$) дорівнює нулеві; при меншій кислотності ($C_2 < 1$) водневий показник є додатний і тим більший, чим менша кислотність; при кислотності більшій, ніж кислотність нормального розчину H_3O^+ -іонів ($C_2 > 1$), водневий показник від'ємний і тим менший, чим більша кислотність.

Дослід показує, що концентрація H_3O^+ -іонів у хемічно чистій воді при кімнатній температурі відповідає значенню $p_{\text{H}} = 7$, тобто концентрація H_3O^+ -іонів дорівнює 10^{-7} нормального розчину іонів. Такою ж, звичайно, є і концентрація іонів OH^- . Якщо досліджувана рідина має ще меншу концентрацію H_3O^+ -іонів (водневий показник більший 7), то це свідчить про лужну реакцію рідини.

Для вимірювання водневих показників користуються також комплектами органічних фарб, що мають властивість змінювати відтінок у певному для кожної фарби відносно вузькому інтервалі значень водневого показника. Наприклад, лакмус змінює свій колір з червоного в синій через різні відтінки фіолетового при зміні p_{H} від 6 до 8.

При цих і інших таких вимірюваннях та роботах доводиться часто мати справу з стандартними розчинами, водневий показник яких точно відомий. Виготовляти їх не завжди легко.

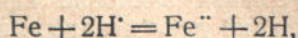
Надзвичайно важко виготовити, наприклад, хемічно чисту воду, водневий показник якої насправді дорівнював би 7. Якби вода і була виготовлена, то при першому зіткненні з повітрям вона увібрала б вуглекислоту, і водневий показник різко знизився б. Але можна виготовити розчини, водневий показник яких зберігається навіть при деякому порушенні первісного складу розчину, завдяки певним хемічним реакціям, що регулюють його, як це описано для „фосфатної“ буферної системи в § 406.

§ 425. Електрохімічна природа корозії. Гальванічні елементи виникають також всупереч нашій волі і бажанню всюди, де ми маємо справу з металічними конструкціями. Ці елементи майже завжди утворюються з різнорідних металів з різною пружністю розчинення. На поверхні металу завжди є дуже тонка адсорбована з повітря плівка вологи, яка містить водневі іони, що виникають частково від дисоціації самої води, частково від насичення плівки вуглекислотою з повітря. Наприклад, у металічній

конструкції, що складається з мідних і залізних частин, ми маємо гальванічний елемент такого роду:



який повинен діяти згідно з такою реакцією:



тобто залізо руйнуватиметься, виділяючи в розчин іони, в наслідок чого утворюється (після наступних вторинних реакцій) іржа, а на поверхні міді виділятиметься водень. Через повільність процесу кисень з атмосфери встигає дифундувати до місць виділення водню й окисувати останній у воду. Отже, наша конструкція стає подібною до короткозамкненого елемента з деполаризатором. В тому, що корозія металів має справді електрохімічну природу, можна легко переконатися з такого досліду (рис. 433).

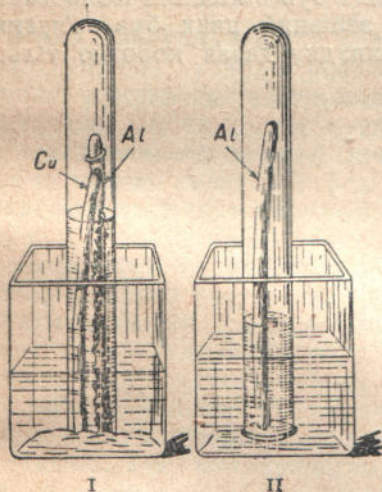


Рис. 433.

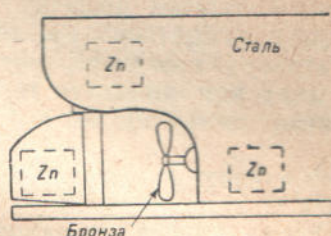


Рис. 434.

У дві ванни, наповнені 5-процентним розчином кухонної солі, перекидаються градуйовані пробірки, наповнені тим же розчином; в обидві пробірки задалегідь вміщені: в одну (I) — полоска алюмінію, зв'язана вгорі з мідною полоскою, в другу (II) — така ж полоска алюмінію, не зв'язана з міддю. Потім розчин з обох пробірок витісняється киснем, який підводиться з газометра, так щоб рівень розчину в пробірках припадав саме проти нижньої поділки. Через один-два дні можна спостерігати результат. Корозія була в обох випадках; про розміри її ми можемо судити і якісно, оцінюючи на око масу осаженого її продукту (алюміній-гідроксиду), і кількісно, з убутку кисню, який було витрачено на деполаризацію. В I ванні порівняно з II корозія дуже велика. Рівень розчину піднявся дуже значно, алюмінієва полоска і дно ванни вкриті об'ємистими пластівцями продукту корозії. Шкідливий вплив контакту з більш благородним металом, тобто таким, який має меншу пружність розчинення, позначився цілком очевидно. Це дуже повчальний дослід для конструкторів, які при проектуванні і конструюванні металічних споруд не завжди враховують вимоги вчення про хімічний опір матеріалів і забувають, що степінь пошкодженості металу корозією залежить не тільки від природи металу, а й від того, яке місце він зайняв у конструкції.

Взагалі кажучи, треба всякими способами уникати дотикання металів, що мають пружності розчинення, які дуже різняться між собою. Проте, в певних випадках це стає, навпаки, бажаним і використовується саме як захід боротьби з корозією. Досить широко застосовується для захисту відповідальних частин тієї або іншої металічної конструкції так званий метод протекторів. У парові котли вводять листи цинку, металічно

зв'язані із стінками котла. Цинк має більшу пружність розчинення, ніж залізо; він стає в одержаному гальванічному елементі негативним електродом і зазнає розчинення, тоді як на стінках котла і димогарних труб виділяється водень. На рис. 434 показано, як застосовується спосіб протекторів для захисту відповідальних частин морських суден.

Для того, щоб спостерігати захисний ефект, що при цьому відбувається, треба раніше описаний дослід видозмінити, взявши замість алюмінієвих полосок два однакові залізні цвяхи і зв'язавши один з них з цинковою полоскою. Через деякий час перебування заготовлених зразків у солоній воді можна переконатися з підняття рівня розчину, що корозія в обох випадках майже однаково велика, але колір продукту її, який осів, в обох випадках різний: у пробірці, в якій був вміщений ізольований цвях,—іржаво-червоний, а в пробірці, де залізний цвях був зв'язаний з цинком,—чисто білий. Отже, в другому випадку давав корозію тільки цинк, а залізо від корозії було захищене.

РОЗДІЛ XVI.

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ РАДІОТЕХНІКИ І ТЕЛЕБАЧЕННЯ.

§ 426. Електромагнітне поле. На перший погляд завдання електричної сигналізації без проводів розв'язується дуже просто. Справді, ми знаємо, що поле, утворюване електричними зарядами, простягається нескінченно. Теоретично, маючи досить чутливі мірні інструменти, ми могли б виявити поле електричного заряду, перебуваючи на будьякій від нього віддалі. Те саме можна сказати і про магнітне поле кільцевого проводу, який обтікається постійним струмом. Цей випадок здається нам ще зручнішим; насправді, скориставшись як „приймачем“ сигналів магнітною стрілкою, яку ми розмістимо поблизу нашого кільця, ми спостерігатимемо її відхилення кожного разу, коли вмикається струм. Здавалося б, досить тільки замінити магнітну стрілку якимнебудь більш чутливим приладом і встановити „код“ (умовний шифр сигналізації), і ми дістанемо розв'язання завдання безпроводного зв'язку.

Проте, такий спосіб зв'язку має істотний дефект. Справа в тому, що напруженості статичних полів надзвичайно швидко спадають із збільшенням віддалі. Так, напруженість поля електричного заряду спадає обернено пропорціонально квадратові віддалі від заряду; напруженість магнітного поля кільцевого струму (на віддаль, які значно перевищують розміри кільця) можна вважати обернено пропорціональною кубові віддалі.

При тих величезних віддаль, з якими доводиться мати справу, напруженість поля в місці приймання сигналу буде настільки мала, що вона не може бути виявлена навіть найчутливішими мірними інструментами. Напруженості полів місцевих електричних і магнітних збурень будуть в усякому разі набагато більші, ніж інтенсивність поля сигналу. Тому описана схема сигналізації з допомогою кільцевого струму і магнітної стрілки практично є незастосовною.

Проте, зазначена схема дозволяє з'ясувати деякі дуже важливі обставини. Справді, звернемо увагу на те, що магнітна стрілка, яка займала до вмикання струму в кільці положення з півночі на південь, після ввімкнення струму повертається і займає нове положення. Цей простий факт дуже важливий. Адже для того, щоб вивести стрілку з її положення рівноваги і повернути на осі, треба виконати певну, хоч і невелику, роботу. За рахунок чого відбувається ця робота? Очевидно, за рахунок енергії струму в кільці. Факт повертання стрілки переконує нас у тому, що в момент установа струму в кільці, тобто в момент виникання магнітного поля, певна кількість енергії передається від кільця до стрілки. В момент виникання струму кільце, як кажуть, випромінює в простір енергію. Очевидно, що для сигналізації найважливішим саме і є цей процес випромінювання енергії, бо тільки коштом цієї енергії приводяться в дію реєструючі прилади в пункті приймання сигналу.

Тут необхідно особливо відзначити те, що випромінювання енергії відбувається тільки в момент зміни струму в кільці, тобто в момент прискореного руху електричних зарядів у провіднику. Чим більше

прискорення, що його надає електричний заряд, тим інтенсивніше випромінювання енергії. Рух зарядів, який встановився, тобто постійний струм, не супроводиться випромінюванням енергії.

Поле, яке оточує заряди, що прискорено рухаються, являє собою неподільне поєднання електричного і магнітного полів; його називають „електромагнітним полем“.

Розглянемо процес утворення поля. Припустимо, що в якійсь точці A (рис. 435) відбувається прискорений рух зарядів, що неминуче супроводиться виникненням електромагнітного поля.

Чи виникає це поле в усьому навколишньому просторі вмиг чи відбувається поступове поширення його від точки виникнення A аж до найвіддаленіших точок простору? Правильним є друге припущення. Електромагнітне поле, що встановлюється, поступово поширюється від точки виникнення A з цілком певною сталою швидкістю, рівною швидкості світла:

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$$

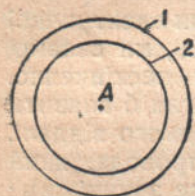


Рис. 435. Сферична електромагнітна хвиля, яка поширюється від точки A .

1 — передня грань.
2 — задня грань хвилі.

Цей збіг не випадковий; він вказує на те, що світло також є електромагнітним явищем.

Якщо електромагнітне поле поширюється не у вакуумі, а в середовищі з діелектричною сталою ϵ і магнітною проникністю μ , ми маємо надзвичайно просте співвідношення, яке зв'язує швидкість поширення поля u з цими константами, одержане Максвеллом:

$$u = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

Отже, швидкість поширення електромагнітного поля в середовищі буде менша, ніж швидкість у вакуумі. Для світлових хвиль співвідношення Максвелла добре підтверджується в газах. Докладніше на цьому питанні ми спинимося в § 515 в розділі „Оптика“.

Через те, що електромагнітне поле, або, як кажуть інакше, електромагнітне збурення, поширюється з точки A з однаковою швидкістю в усіх напрямках, то через деякий час поле займе якийсь сферичний об'єм; радіус цієї сфери зростатиме з швидкістю c . В цьому випадку електромагнітне збурення називають сферичною електромагнітною хвилею; поверхню сфери, яка обмежує в будь-який момент об'єм, зайнятий електромагнітним полем, називають передньою гранню хвилі.

Припинимо тепер рух зарядів у точці A . Очевидно, що з припиненням руху зарядів електромагнітне поле повинне зникнути; проте, це зникнення поля також не поширюється вмиг. Після припинення руху зарядів виникає задня сферична грань хвилі, яка поширюється з точки A з тією ж швидкістю c .

Таким чином, електромагнітна хвиля поділяє простір на три частини: 1) частину поза передньою гранню хвилі, ще не захоплену електромагнітним збуренням; 2) простір між передньою і задньою гранями хвилі, зайнятий електромагнітним полем, і 3) простір, уже пройдений задньою гранню хвилі, в якому електромагнітного поля вже немає.

Товщина сферичного шару, в якому міститься електромагнітне поле, залишається незмінною при збільшенні радіуса хвилі, бо обидві грані поширюються з однаковою швидкістю.

§ 427. Енергія електромагнітної хвилі. В міру збільшення радіуса хвилі через кожен точку простору пробігає хвиля. При цьому очевидно, що напруженість поля хвилі спадає в міру її поширення. Для нас важли-

вим є з'ясувати, яка швидкість цієї зміни напруженості поля, бо це, кінець-кінцем, визначає придатність електромагнітної хвилі як засобу сигналізації.

Ми знаємо, що густина енергії для електричного і магнітного полів визначається формулами (§ 310):

$$\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \text{ і } \frac{\mu H^2}{8\pi},$$

де ε — діелектрична стала і μ — магнітна проникність середовища. Для вільного від діелектриків і провідників простору ε і μ дорівнюють одиниці. Густина енергії електромагнітного поля виражається сумою

$$\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} + \frac{\mu H^2}{8\pi} = \frac{1}{8\pi} (\varepsilon E^2 + \mu H^2).$$

З рівнянь Максвелла (стор. 390) можна вивести, що в електромагнітному полі

$$\sqrt{\varepsilon E} = \sqrt{\mu H},$$

звідки

$$\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{\mu H^2}{8\pi},$$

тобто енергія електричного поля дорівнює енергії магнітного поля. Тоді загальна енергія може бути виражена двома формулами:

$$\frac{\varepsilon E^2}{4\pi} \text{ або } \frac{\mu H^2}{4\pi}.$$

Для випадку сферичної хвилі енергія всього електромагнітного поля, яка міститься в сферичному шарі між передньою і задньою гранями, очевидно, залишається незмінною; проте, густина енергії меншає із збільшенням радіуса хвилі. Об'єм сферичного шару при сталості його товщини змінюється обернено пропорційно квадратові радіуса хвилі; таким чином, густина енергії також повинна бути обернено пропорційна квадратові радіуса.

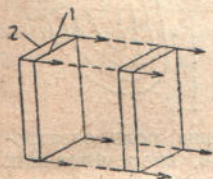


Рис. 436. Два послідовні положення плоскої хвилі, що поширюється.

1 — передня грань, 2 — задня грань плоскої хвилі.

Але коли густина енергії (пропорційна квадратам напруженостей полів) змінюється обернено пропорційно квадратові віддалі, то очевидно, що напруженості поля змінюються обернено пропорційно першому степеневі віддалі. Ми бачимо, що напруженості електричного і магнітного полів хвилі меншають із збільшенням віддалі значно повільніше, ніж напруженості стаціонарних полів; пояснюється це тим,

що енергія електромагнітної хвилі сконцентрована в певному об'ємі.

Для нас було б ще вигідніше дістати не сферичну, а плоску хвилю. В цьому випадку об'єм, що обмежує поле, яке поширюється, залишався б незмінним і, отже, залишалися б незмінними густина енергії і напруженість поля хвилі (рис. 436).

Ми побачимо далі, що одержання хвилі, яка слабо розсіюється (наближається до плоскої форми), цілком можливе. Ця форма хвилі дозволяє здійснити сигналізацію на надзвичайно великих віддальх при відносно малій витраті енергії.

§ 428. Випромінювання електромагнітних хвиль. Як було сказано, випромінювання електромагнітних хвиль викликається прискореним рухом електричних зарядів. Для генерування електромагнітних хвиль користуються періодичним, коливним рухом зарядів.

Такий періодичний рух зарядів можна було б здійснити чисто механічно при коливному русі якогонебудь зарядженого тіла. Проте, при цьому як величина заряду, так і прискорення не могли б бути великими.

Найзручнішою формою коливного руху зарядів, яку і застосовують в радіотехніці для генерування електромагнітних хвиль, є змінний електричний струм. Справді, в провіднику, по якому протікає змінний струм, ми маємо періодичний рух електричних зарядів; тому кожний провідник,



Рис. 437.

по якому протікає змінний струм, повинен випромінювати електромагнітну енергію. При цьому за кожний період зміни струму в провіднику випромінюється окрема електромагнітна хвиля. Енергія хвилі визначається величиною зарядів, що рухаються в провіднику, їх прискоренням і розмірами випромінюючого провідника.

Амплітуда прискорення під час синусоїдального коливного руху зарядів тим більша, чим більша частота коливань; тому

випромінювана потужність зростає при збільшенні частоти змінного струму, який протікає у випромінюючому провіднику. З цієї причини в радіотехніці застосовують змінний струм частоти, багато вищої, ніж частота звичайного освітлювального змінного струму.

Звичайно прийнято називати „високою“ частоту вище 100 000 герців; застосовувана в радіотехніці область частот лежить в границях від 100 000 до $3 \cdot 10^7$ герців.

Скориставшись поняттям про силові лінії, можна побудувати досить наочну картину будови поля хвиль, випромінюваних провідником, по якому тече змінний струм (рис. 437). Виділено мислено з усієї маси рухомих зарядів два рівні величиною і супротивні знаком заряди e_1 і e_2 ; синусоїдальним коливним рухом таких зарядів біля положення рівноваги ми замінимо картину змінного синусоїдального струму в провіднику.

Легко бачити, що силові лінії електричного поля лежать у площинах, які проходять через вісь провідника; силові лінії магнітного поля кільцями охоплюють провідник. Ця взаємна перпендикулярність напрямів електричного і магнітного полів зберігається і в електромагнітній хвилі, яка поширюється.

Віддалі між зарядами і їх швидкість змінюються в часі синусоїдально; тому і зміна напруженостей електричного і магнітного полів уздовж напрямку поширення хвилі також підлягає синусоїдальному закону. На рис. 438 дані послідовні моменти утворення електромагнітної хвилі. Ми бачимо, що в момент повертання зарядів до положення рівноваги електричні силові лінії змикаються. Електромагнітна хвиля, яка виникає, не має сферичної форми; випромінювання відбувається головним чином у площині, перпендикулярній до осі провідника; проте, в міру поширення хвилі її форма все більше наближається до сферичної. Таким чином, ми можемо вважати, що на достатній віддалі від випромінюючого

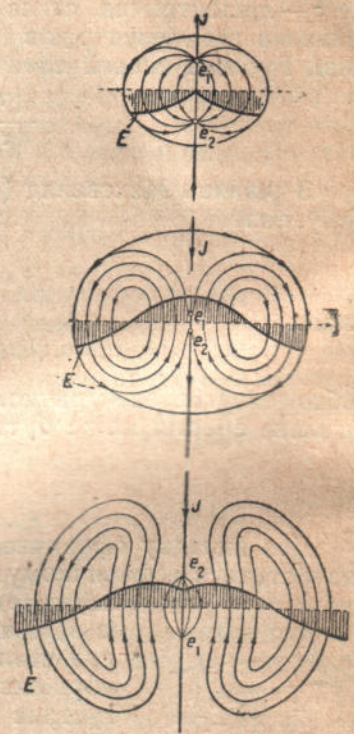


Рис. 438. Картина поля електромагнітних хвиль, випромінюваних під час руху зарядів у провіднику, яким тече змінний струм.

провідника напруженість полів змінюється обернено пропорційно віддалі.

На рис. 438 ординати синусоїдальних кривих зображують напруженість електричного поля хвилі, що поширюється; на рис. 439 графічно показаний розподіл напруженостей електричного і магнітного полів хвилі вздовж лінії її поширення.

Довжина електромагнітної хвилі дорівнює тій віддалі, яку хвиля проходить протягом одного періоду зміни струму у випромінюючому провіднику. Якщо частота змінного струму дорівнює ν періодам за секунду (герц), то тривалість одного періоду дорівнює:

$$T = \frac{1}{\nu} \text{ сек.}$$

Довжина хвилі, очевидно, становитиме:

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\nu} \text{ см,}$$

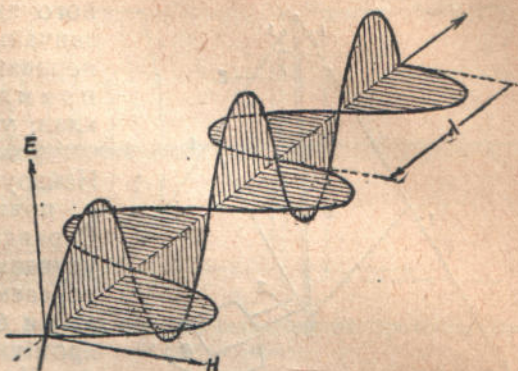


Рис. 439. Графік розподілу напруженостей електричного і магнітного полів уздовж лінії поширення електромагнітної хвилі.

де c — швидкість поширення хвилі.

§ 429. **Замкнена випромінююча система.** Розглянемо випромінюючий провідник („антену“), зігнутий у вигляді квадратної рамки із стороною l ; при цьому ми можемо обмежитись розглядом сукупного випромінювання якихнебудь двох протилежних сторін (рис. 440). Електромагнітні імпульси, які посиляються протилежними сторонами квадрата, є супротивні знаком, тому сумарна напруженість поля в будьякій точці простору A визначається віддалями її (r_1 і r_2) від сторін квадрата. Якщо ці віддалі рівні, то ми маємо (наприклад, для точки A_1 , що лежить на лінії aa) протилежні імпульси, які досягають точки A_1 одночасно і які знищують один одного. Таким чином, випромінювання по осі рамки немає.

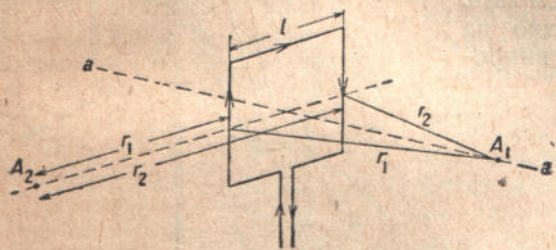


Рис. 440. Випромінювання замкнутого провoda, що його обтікає змінний струм.

Інший результат дістаємо для точки A_2 , що лежить у площині рамки. Тут імпульс, який посиляється правою стороною рамки, повинен пробігти більшу віддалі і досягає точки A_2 пізніше, ніж імпульс, який посиляється лівою стороною рамки. Найвигідніший випадок матимемо тоді, коли запізнення точно дорівнюватиме половині періоду; при цьому в точку A_2 приходимуть імпульси, які збігаються, і ми дістанемо помітне випромінювання в площині рамки. Очевидно, що це буде в тому випадку, коли сторона рамки l дорівнює половині довжини випромінюваної хвилі.

Таким чином, ми приходимо до висновку: замкнений провід, який обтікається змінним струмом, випромінює енергію головним чином у своїй площині; випромінювання по осі, перпендикулярній до площі, яка обтікається струмом, немає. Випромінювання надзвичайно мале, якщо

розміри провідника малі порівняно з довжиною хвилі; якщо діаметр рамки дорівнює половині довжини хвилі, то випромінювана енергія стає максимальною.

При частоті 10^6 герців довжина хвилі λ дорівнює 300 м; отже, в цьому випадку найбільш вигідний діаметр рамки дорівнює 150 м. Ми бачимо, що замкнений провідник при застосовуванні його як випромінюючої системи буде надзвичайно громіздкий; проте, він має свої переваги в тих випадках, коли важлива напрямленість випромінювання (наприклад, у военній радіотехніці).

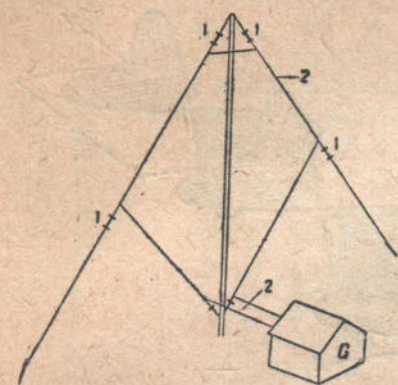


Рис. 441. Замкнена випромінююча система.

1 — ізолятори, 2 — провідники випромінюючої системи, G — будівля, в якій міститься генератор високої частоти.

замикатиметься струмом зміщення між обкладками конденсатора. Розсуваючи обкладки й одночасно збільшуючи їх поверхню, ми переходимо до випромінюючої системи у вигляді розгорнутого прямолінійного провада; самі обкладки конденсатора звичайно також виготовляють у вигляді системи провідників. Живильний генератор G , як видно на рис. 442, ввімкнений у середину випромінюючого провада.

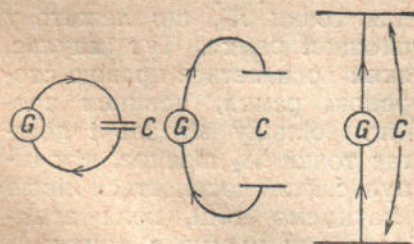


Рис. 442. Поступове перетворення замкнутого коливного контура у відкритий.

§ 430. Відкрита випромінююча система. Найзручнішою випромінюючою системою є прямолінійний незамкнений провід. Справді, коли в описаній вище рамці ми усуваємо одну із сторін, то тим самим ми усуваємо і випромінюване нею поле, що, як ми бачили, частково компенсує поле, випромінюване другою стороною.

На перший погляд здається неможливим збудити змінний струм у незамкненому провіднику; проте, питання розв'язується просто: сторону рамки, яку ми усуваємо, можна замінити конденсатором з достатньо великою поверхнею обкладок (рис. 442), тоді струм провідності

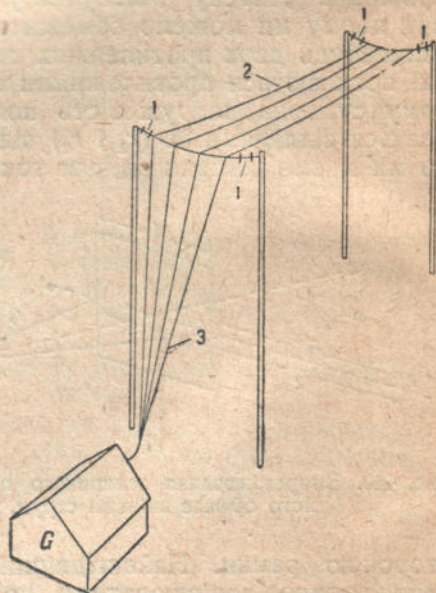


Рис. 443. Відкрита випромінююча система.

1 — ізолятори, 2 — горизонтальна система провідників, 3 — вертикальна випромінююча система провідників, G — будівля, в якій міститься генератор високої частоти.

Розміри випромінюючої системи („антени“) звичайно бувають досить великими, особливо при частотах порядку 10^5 герців. Довжина випромінюючого провада становитиме 100—150 метрів; системи провідників, які

утворюють обкладки конденсатора, при досить великій ємності будуть також дуже громіздкими. Тому з самого початку розвитку радіотехніки замість однієї з обкладок використовують звичайно поверхню землі. Випромінюючий провід розміщують при цьому вертикально, верхню ж „обкладку“ виготовляють у вигляді системи провідників, підвішених з допомогою ізоляторів до щогол. Генератор, який живить випромінюючу систему, вмикають у коло біля основи вертикального провoda (рис. 443).

Грунт можна вважати провідником; тому, розглядаючи випромінювання заземленого провoda, ми повинні також взяти до уваги вплив ґрунтових струмів. На рис. 444 схематично поданий розподіл ґрунтових струмів; ми бачимо, що вони дають грубий дзеркальний відбиток верхньої частини системи.

Очевидно, що ці змінні струми, які протікають у землі, вносять свою частку в сумарне випромінювання системи. Якщо вважати землю ідеальним провідником, то теоретично можна врахувати вплив земних струмів, доповнивши випромінюючу систему її дзеркальним відбитком під поверхнею землі (рис. 444). Вертикальні земні струми збільшують випромінювання системи; горизонтальна система провідників майже не випромінює, бо її поле майже знищується полем горизонтальної складової земних струмів. Горизонтальна система провідників дає деяке випромінювання тільки у вертикальному напрямі, коли висота підвішення провідників порівнювана з чвертю довжини випромінюваної хвилі.

Основна частина енергії випромінюється вертикальним провідом і його дзеркальним зображенням; випромінювання відбувається головним чином у площині, перпендикулярній до випромінюючого провoda, тобто по горизонтальних напрямках. При цьому напруженість електричного поля напрямлена вертикально; електромагнітні хвилі поляризовані.

Збільшуючи частоту, отже, зменшуючи довжину хвилі, можна зменшити необхідні розміри антени. Так, для частоти 10^6 герців довжина хвилі дорівнює 3000 м, і найменша довжина випромінювача дорівнює половині довжини хвилі, тобто 1500 м; якщо замінити нижню вітку випромінювача поверхнею землі, необхідна довжина сітки становитиме все таки 750 м. Для частоти ж у сто раз більшої, тобто для хвилі 30 м, довжина симетричного випромінювача становитиме тільки 15 м. Таким чином, для „коротких хвиль“ розміри випромінюючої системи будуть значно компактніші.

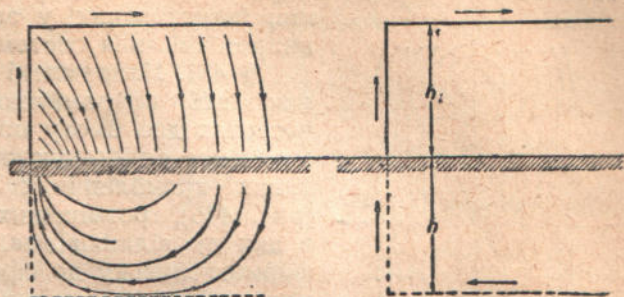


Рис. 444. Картина струмів, індуктованих провідниками антени в землі.

Праворуч — випромінююча система, доповнена її дзеркальним відбитком.

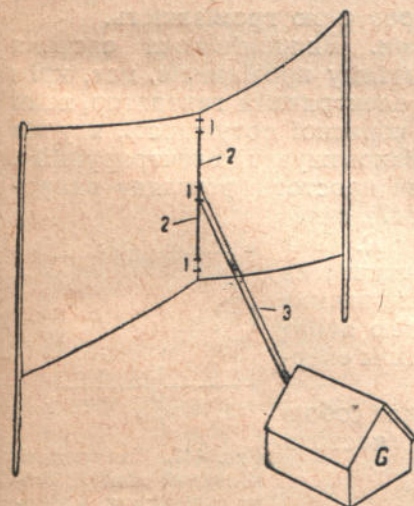


Рис. 445. Симетрична короткохвильова випромінююча система.

1 — ізолятори, 2 — вітки випромінюючої системи, 3 — провідники, які несуть бігущу хвилю, G — будинок генератора.

Звичайно така короткохвильова антена підвішується на деякій висоті над землею (рис. 445); через те, що вмістити живильний генератор у середині підвішеного провідника, очевидно, неможливо, то енергія підводиться до випромінювача двома провідниками, які несуть „бігущу хвилю“ (§ 433).

Очевидно, що випромінюючий провід повинен бути підвішений вертикально, бо інакше випромінювання „дзеркального відбитка“, тобто струмів, індуктованих у землі, зменшувало б сумарне випромінювання системи.

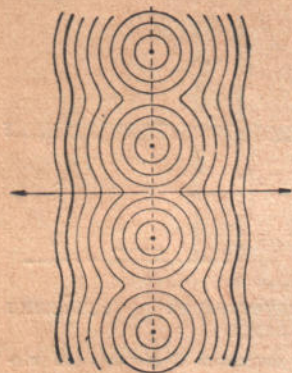


Рис. 446. Поле ряду випромінюючих провідників у плані.

В міру збільшення віддалі від випромінюючої системи форма хвилі наближається до плоскої.

§ 431. Напрявлені випромінюючі системи. Компактність випромінюючої системи при високих частотах дає змогу побудувати системи з напрямленим випромінюванням. Уявимо собі ряд однакових прямолінійних випромінюючих провідників (рис. 446), розміщених в одній площині. Кожний з цих провідників дає, як ми бачили вище, хвилю, формою близьку до сферичної. Проте, якщо струм у цих провідниках змінюється одночасно, то сумарне їх випромінювання дає плоску хвилю. Випромінювання такої системи провідників напрямлене перпендикулярно до площини, в якій розміщені провідники; при цьому напруженість поля хвилі дуже повільно спадає із збільшенням віддалі.

Випромінююча система такого типу дозволяє одержати пучок електромагнітних хвиль, що міститься всередині кута $10-15^\circ$.

Очевидно, що для довгих хвиль така система стає нездійсненною через свою громіздкість.

§ 432. Резонанс випромінюючої системи. Випромінююча система (антена), являючи собою досить громіздку систему провідників, має, крім ємності, також і значну індуктивність. Тому електричний генератор, який працює на випромінюючу систему, крім тієї корисної потужності, яку він віддає на випромінювання, повинен також зрівноважувати електрорушійні сили, утворювані індуктивністю. Замінімо для простоти розгляду випромінюючу систему еквівалентним колом (рис. 447), складеним з індуктивності L , ємності C і опору R . Тут L і C зображають індуктивність і ємність антени; на опір R ми будемо витрачати ту потужність, яку раніше випромінювала наша система. Цей опір, дією якого ми піднімаємо справжній процес випромінювання енергії, ми назвемо „опором випромінювання“.

Ми бачимо, що одержане нами коло являє собою електричний коливний контур, резонансна частота якого дорівнює (§ 362):

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (1)$$

Очевидно, що генератор, який живить це коло, перебуватиме в найвигідніших умовах тоді, коли частота, яку він віддає, збігається з резонансною частотою контура; при цьому струм у контурі буде максимальний і визначатиметься тільки напругою, що її віддає генератор, і опором R . Тому генератор, який живить випромінюючу систему, „настроюють з нею в резонанс“, при чому момент збігу частоти генератора з власною частотою випромінюючого контура спостерігають по амперметру, ввімкненому в провід випромінюючої системи. В момент резонансу величина струму, а отже, і покази амперметра будуть найбільшими.

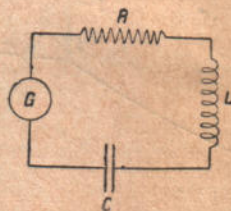


Рис. 447. Електричний коливний контур, якому еквівалентна випромінююча система провідників.

§ 433. **Стояча електромагнітна хвиля.** Звернемо тепер увагу на один дуже важливий момент. В тому випадку, коли геометричні розміри електричного кола невеликі, ми маємо право вважати, що електричний струм установлюється в ньому миттю. Чи можливе таке припущення відносно сіток таких великих розмірів, як наші антени?

Процес поширення струму вздовж провoda зумовлюється, власне, тим же процесом поширення імпульсу електричного поля. Через це і швидкість поширення струму в проводі не може бути більшою від швидкості світла. Провід відіграє, власне, тільки роль напрямної, яка вказує шлях поширення електромагнітної хвилі.

Коли ми живимо від генератора змінного струму пару провідників, уздовж них поширюється серія електромагнітних хвиль, довжина яких відповідає частоті генератора (рис. 448). Якщо довжина лінії значно більша довжини хвилі, то генератор може зробити багато періодів, поки бігуща електромагнітна

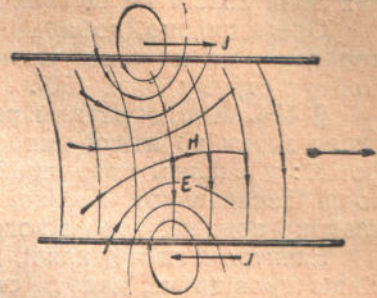


Рис. 448. Картина електромагнітного поля, яке поширюється вздовж двопровідної лінії.

Електромагнітна хвиля несе з собою хвилю

струму і напруги. В який завгодно момент часу розподіл струму вздовж провoda лінії підлягає синусоїдальному закону, з другого боку, при пробіганні синусоїдальної хвилі струм у будьякій точці лінії змінюється синусоїдально з часом. На



Рис. 449. Стоячі хвилі струму в двопровідній електричній лінії.

рис. 449 показано розподіл величин струму у відрізку лінії при пробіганні електромагнітної хвилі.

Якщо розміри провідника малі порівняно з довжиною хвилі, то хвиля досягає кінця провідника через дуже короткий проміжок часу, і ми можемо вважати, що струм установлюється „миттю“.

Коли лінія в кінці замкнена на опір, то енергія, що її приносить електромагнітна хвиля, розсіюється в цьому опорі. Коли кінець лінії не замкнений, бігуща хвиля відбивається від кінця лінії, подібно до того як відбивається від точки закріплення хвиля, що біжить уздовж струни. Відбита хвиля, що біжить у напрямі до генератора, складаючись з прямою хвилею, дає досить складну картину розподілу струмів і напруг уздовж провoda лінії.

Для нас тепер важливим є те, що при певних умовах накладання відбитої хвилі на падаючу може дати стоячу (§ 134) електромагнітну хвилю. Це стане в тому випадку, коли довжина

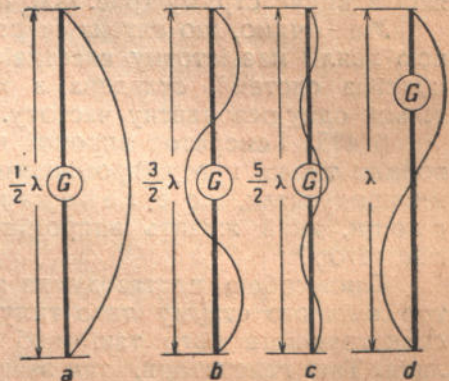


Рис. 450. Стоячі хвилі струму в симетричній випромінюючій системі.

провoda дорівнює цілому числу чвертей довжини бігущої хвилі. Стояча електромагнітна хвиля супроводжується стоячою хвилею струму; ми маємо тут, як і у ви-

падку коливань струни, „видуги“ і „вузли“ струму, тобто точки, в яких величина змінного струму найбільша (видуга), і точки, в яких вона дорівнює нулеві (вузли). Коли б ми ввімкнули в наш провід лампочки розжарювання, то вони світилися б найсильніше у видугах струму; у вузлах вони зовсім не світилися б.

Очевидно, що, добираючи відповідним чином частоту живильного генератора, ми можемо укласти в провіді ту або іншу кількість вузлів і видуг струму (рис. 450).

§ 434. **Многократний резонанс випромінюючої системи.** Звернемося тепер знову до нашої випромінюючої системи. Візьмемо її в найпростішій формі: у вигляді прямолінійного провідника, який живлять у середній точці генератором високої частоти (рис. 450). Тут, очевидно, роль „обкладок“ конденсатора відіграють самі вітки провідника.

Електромагнітні хвилі, що їх посилає генератор, відбиваючись від кінців провідника, дадуть стоячу хвилю, якщо довжина провідника дорівнює довжині непарного числа півхвиль. Коли довжина провідника дорівнює половині довжини хвилі, то ми дістаємо найпростішу картину стоячої хвилі; ми спостерігаємо видуги струму в середині провода і вузли на кінцях. Це цілком природно, бо на відкритих кінцях провідника струм, очевидно, повинен дорівнювати нулеві. Коли б ми виміряли амперметром величину струму високої частоти в різних точках провода, то дістали б якраз ту картину розподілу величини струму, яку дано на рис. 450, а. Ця простіша картина відповідає тому випадкові, коли генератор дає резонансну частоту випромінюючого провода.

Збільшимо тепер частоту живильного генератора в три рази. Очевидно, що довжина хвилі зменшиться в три рази, і в нашому провіді вкладеться вже не половина хвилі, а *три* півхвилі (рис. 450, b). Через те що на кінцях провідника ми неминуче повинні мати вузли, то в середині провода ми знову дістанемо видугу струму. Про цей випадок кажуть, що „антена збуджена на третій гармонічній частоті“. Тут ми знову маємо явище резонансу. Збільшуючи далі частоту генератора, ми могли б „збудити антену на п'ятій гармонічній частоті“ (рис. 450, c) і т. д.

Можна збудити антену і на парних гармонічних частотах; проте, при цьому в середині провода утворюється вузол струму; тому при такому збудженні генератор доводиться вмикати не в середині провода, а в будь-якій з видуг струму (рис. 450, d).

Ми бачимо, що антенна (через те, що її розміри порівнювані з довжиною хвилі) має істотну властивість — **многократний резонанс**, тоді як коливна система, складена з конденсатора і катушки самоіндукції, має тільки одну резонансну частоту.

§ 435. **Генератор високої частоти.** В попередніх параграфах ми говорили тільки про випромінювання електромагнітної енергії; при цьому ми припускали, що є генератор змінного струму високої частоти, який живить випромінюючу систему. Що ж являє собою такий генератор?

Сама собою постає думка застосувати для цього звичайний генератор змінного струму того типу, який застосовують на електростанціях, сконструювати його так, щоб частота, яку він віддає, була досить велика. Такі генератори, так звані машини високої частоти, існують, але їх важко побудувати для частоти вище 30 000 герців. Тому єдиним типом генератора, який має широке застосування, є генератор, що використовує електронну лампу, так званий ламповий генератор.

§ 436. **Електронна лампа.** Звернемося до рис. 451, на якому схематично подана будова електронної лампи. Ми бачимо тут два електроди, вміщені в скляний балон. Один із цих електродів (нитка K) зроблений у вигляді металічної дротинки, розжарюваної електричним струмом

від батареї B_1 . Другий електрод (металічний циліндр A) оточує нитку. Повітря з балона старанно видалено.

Описаний прилад є найпростішим типом електронної лампи; це — так звана „двоелектродна лампа“.

Дія електронної лампи ґрунтується на явищі термо-електронної емісії (§ 394). Розжарена нитка K оточена просторовим негативним зарядом — „електронною хмарою“.

Число електронів у цій електронній хмарі збільшується при підвищенні температури нитки. Сам метал нитки, втрачаючи електрони, заряджається позитивно.

Сполучивши нитку з землею, надамо другому електроду, циліндру A , деякого позитивного заряду q . Тоді електрони просторового заряду притягуватимуться позитивним зарядом; певна частина електронів, заряд якої чисельно дорівнює q , попрямує від нитки до циліндра. Цей рух електронів триватиме доти, поки заряд $+q$ не буде цілком нейтралізований.

Якщо ми будемо весь час відновлювати позитивний заряд на циліндрі A і, з другого боку, поповнювати втрату електронів у нитці K (для цього ми примкнемо до електродів акумуляторну батарею B_2), то всередині лампи

стане постійний потік електронів від нитки до циліндра. Рух електронів підтримується батареєю B_2 , в колі якої йтиме постійний електричний струм.

Від чого залежить кількість електронів, які пробігають за одиницю часу шлях між анодом і катодом? Очевидно, що число електронів, захоплених анодом A , пропорціональне заряду, якого йому надали. Якщо між ниткою і анодом прикладена напруга V , то цей заряд дорівнює:

$$q = CV, \quad (2)$$

де C — ємність між ниткою і анодом¹⁾. Отже, кількість захоплених електронів залежить від розміщення і розмірів анода і від прикладеної до нього напруги.

Чим ближче поверхня анода до нитки, тим більша ємність C і тим більший вплив анода на електрони просторового заряду. Чим вища напруга, прикладена між ниткою і анодом, тим більша кількість захоплених електронів; отже, величина струму в анодному колі електронної лампи зростає при збільшенні напруги V . Проте, це зростання струму в колі анода при збільшенні напруги є обмежене. Справді, воно може тривати тільки доти, поки є запас електронів у „просторовому заряді“.

Розглянемо розподіл потенціала в просторі між анодом і ниткою. На рис. 451а дано розподіл потенціала для різних напруг між анодом і ниткою двоелектродної лампи.

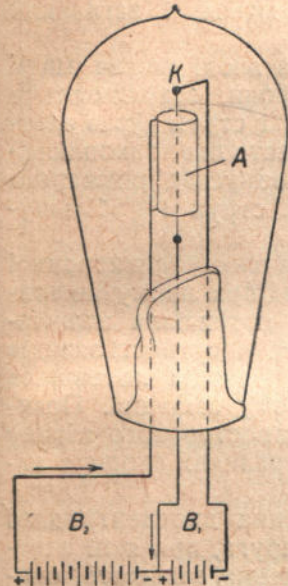


Рис. 451. Схема двоелектродної електронної лампи.



Рис. 451а. Розподіл потенціала в електронній лампі.

¹⁾ Легко зрозуміти, що електроди утворюють конденсатор, однією обкладкою якого є нитка, другою — анод, який оточує її.

При малій анодній напрузі (крива 1) густина електронної хмари така велика, що в певній області між ниткою і анодом потенціал стає негативним; очевидно, що пройти цю область негативного потенціала можуть тільки електрони, які мають при виході з цитки найбільші початкові швидкості. Тому струм між анодом і ниткою малий.

При збільшенні напруги між анодом і ниткою область негативного потенціала звужується, і її границя наближається до нитки. Умови проходження для більш повільних електронів полегшуються, і загальний електронний потік зростає (крива 2).

Нарешті, при дальшому збільшенні потенціала на аноді можна дійти того моменту, коли всі, навіть найповільніші електрони, захоплюються полем анода. Область негативного потенціала зникає, і струм через електронну лампу набуває найвищої величини. Число електронів, захоплюваних анодом, точно дорівнює числу електронів, які випускає розжарена нитка, і при дальшому збільшенні потенціала анода струм не збільшуватиметься.

Цей граничний струм називається „струмом насичення“ електронної лампи. Треба, проте, зауважити, що просторовий заряд при цьому не зникає, і крива розподілу потенціала залишається криволінійною. При відсутності зарядів між анодом і ниткою розподіл потенціала підлягав би прямолінійному законові. Практично повне знищення просторового заряду настає тільки при дуже великих анодних напругах.

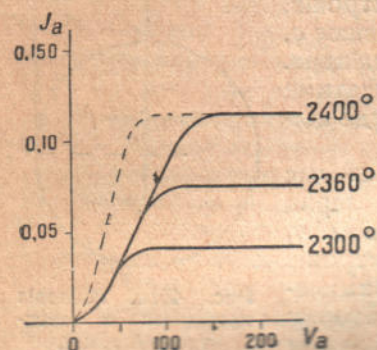


Рис. 452. Характеристика двоелектродної лампи звольфрамовою ниткою для різних температур нитки.

§ 437. Характеристика двоелектродної електронної лампи. Напруга, при якій встановлюється струм насичення, залежить, очевидно, від ємності між ниткою і анодом. Чим менша ємність, тобто чим далі поверхня анода від нитки, тим більшу напругу доведеться прикласти для досягнення струму насичення. Це цілком зрозуміло з наведеної вище формули для заряду q .

Легко графічно показати залежність величини струму в анодному колі від напруги,

прикладеної між анодом і ниткою (рис. 452). Такі графіки звичайно називаються характеристиками лампи. На рис. 452 наведені характеристики двоелектродної лампи для різних температур нитки. Як бачимо, для вищих температур струм насичення буде більший. Характеристика лампи на значній ділянці близька до прямої лінії. Ідеалізуючи, її звичайно приймають за прямолінійну від нуля і до струму насичення.

Роблячи так, ми припускаємо, що в області позитивних напруг на аноді аж до струму насичення лампа поводить себе як звичайний провідник, що підлягає законові Ома, тобто струм через лампу пропорціональний прикладеній до неї напрузі:

$$I = \frac{V_a}{R_i}. \quad (3)$$

Ми бачимо, що лампу можна характеризувати певним властивим їй опором, так званим внутрішнім опором лампи. Очевидно, чим крутіше йде характеристика лампи, тим менший внутрішній опір лампи. Внутрішній опір двоелектродної лампи і її струм насичення є величинами, які характеризують лампу досить повно.

На рис. 452 пунктиром показана характеристика лампи, яка має

більшу ємність C , тобто такої лампи, в якій анод розміщений ближче до нитки. Струм насичення для такої лампи досягається при менших значеннях напруги, і характеристика її йде крутіше.

Що буде, якщо ми надамо анодові не позитивного заряду, а негативного, наприклад, прикладемо зворотну напругу між електродами, змінивши полюси батареї?

Очевидно, що в цьому випадку струму не буде, бо електрони не будуть переміщатися до циліндра A . Отже, електронна лампа має односторонню (уніполярну) провідність.

§ 438. Триелектродна лампа. Описана вище двоелектродна лампа має порівняно обмежене коло застосування, про яке ми будемо говорити нижче. Перейдемо до розгляду основного і найважливішого типу електронної лампи — триелектродної лампи. На рис. 453 дана схема будови цієї лампи. Ми бачимо, що вся відміна полягає в спіральній електроді D , який оточує нитку. Тепер величина струму в анодному колі залежатиме не тільки від напруги, прикладеної до анода, а й від знака та величини заряду електроду D , який має звичайно назву „сітки“¹⁾.

Коли сітці D надано негативного заряду, то це гальмує рух електронів від нитки до анода (до циліндра A).

Очевидно, що коли надати сітці D досить великого негативного заряду, то можна зовсім припинити рух електронів від катода до анода.

Якщо сітка заряджена позитивно, то деякі захоплювані нею електрони, падаючи на сітку, частково нейтралізують її позитивний заряд. Проте, більшість електронів через велику віддаль між витками спіралі пролетить за інерцією мимо провідників сітки і досягне анода; отже, при позитивному заряді на сітці струм в анодному колі зростає. Очевидно, що надати сітці того або іншого заряду найзручніше, прикладаючи ту чи іншу напругу між сіткою і ниткою. Ми маємо, таким чином, можливість змінювати величину струму в анодному колі лампи, змінюючи напругу між сіткою і ниткою.

На перший погляд може здатись, що в цьому немає особливої переваги триелектродної лампи порівняно з двоелектродною; справді, адже і в двоелектродній лампі ми маємо змогу впливати на величину струму в колі анода, змінюючи напругу між анодом і ниткою. Але виходить, що вплив напруги сітки на анодний струм виявляється значно різкіше, ніж вплив (на величину струму) анодної напруги.

Розглянемо це питання детальніше. Число електронів, захоплюваних сіткою й анодом, визначається величиною позитивного заряду цих електродів. При цьому завдяки спіральній будові сітки майже всі захоплювані сіткою електрони досягають анода; тільки невелика частина їх складає струм сітки.

Таким чином, струм анода визначається сумарним зарядом q сітки й анода:

$$q = C_1 V_a + C_2 V_c.$$

Тут C_1 — ємність між анодом і ниткою; C_2 — ємність між сіткою і ниткою; V_a і V_c — відповідні напруги. Ми бачимо, що коли C_2 (як звичайно буває)

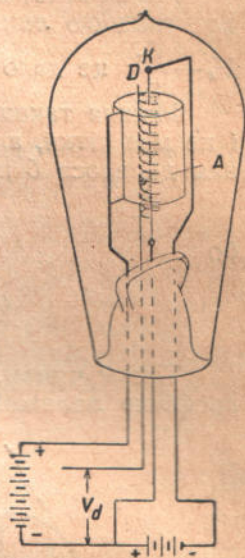


Рис. 453. Схема триелектродної електронної лампи.

¹⁾ У перших моделях електронних ламп цей електрод справді робили у вигляді металічної сітки.

значно більше C_1 , бо спіраль сітки розміщена ближче до нитки, ніж поверхня анода, то вплив V_c на величину q значно сильніший, ніж вплив V_a .

Позначимо:

$$\frac{C_2}{C_1} = \mu. \quad (4)$$

Тоді:

$$q = \frac{C_2}{\mu} V_a + C_2 V_c = C_2 \left(V_c + \frac{V_a}{\mu} \right). \quad (5)$$

Ми бачимо, що триелектродну лампу можна вважати заміненою двоелектродною лампою, якщо до сітки прикладена не напруга V_c , а напруга $V_c + \frac{V_a}{\mu}$; це дало б ту саму величину електронного струму.

Можна також уявити собі триелектродну лампу, яка має тільки анод і не має сітки, але тоді для досягнення тієї ж величини анодного струму нам довелося б прикласти до анода не напругу V_a , а напругу:

$$V_a + \mu V_c,$$

бо

$$q = C_1 \left(V_a + \frac{C_2}{C_1} V_c \right) = C_1 (V_a + \mu V_c). \quad (6)$$

Таким чином, якщо раніше для двоелектродної лампи ми зображали графічно залежність між напругою на аноді і струмом в анодному колі, то, щоб дістати аналогічний графік для триелектродної лампи, ми повинні відкладати на осі абсцис не V_a , а $V_a + \mu V_c$ (рис. 454). Ця сумарна напруга, яка визначає собою електронний струм, має назву керуючої напруги.

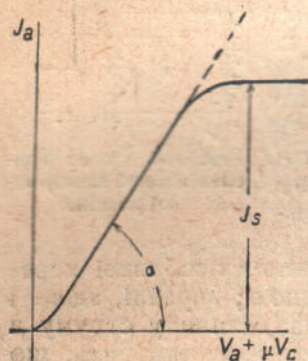


Рис. 454. Характеристика триелектродної лампи.

Величина струму в анодному колі виражена залежно від керуючої напруги, прикладеної до анода.

Ми бачимо, що залишаючи напругу на аноді постійною, можна в широких межах змінювати анодний струм, регулюючи керуючу напругу за рахунок зміни напруги V_c сітки.

Цей результат надзвичайно важливий. Справа в тому, що величина μ залежить від будови лампи і цю величину можна зробити дуже великою.

З другого боку, важливе є те, що через надзвичайно малу масу електронів керування анодним струмом в електронній лампі практично безінертне. Зміна струму (який досягає в потужних лампах десятків амперів) миттєво йде за зміною напруги на сітці. Саме ця обставина і робить електронну лампу такою необхідною в техніці струмів високої частоти.

Електронний потік починає виявляти свою інерцію тільки при надзвичайно великих частотах: порядку 10^{10} — 10^{11} герців, тобто для хвиль довжиною в 1—0,1 см.

§ 439. Параметри триелектродної лампи. Ми бачили в § 437, що двоелектродна лампа характеризується її внутрішнім опором і величиною струму насичення. Для триелектродної лампи справа трохи складніша. Як було сказано вище, триелектродну лампу можна замінити рівноцінною лампою, яка має тільки сітку або тільки анод; у першому випадку до сітки треба прикласти керуючу напругу $V_c + \frac{V_a}{\mu}$, щоб урахувати

вплив анода; у другому — треба прикласти до анода напругу $V_a + \mu V_c$, щоб врахувати вплив сітки. Очевидно, що ми можемо виражати анодний струм залежно від першої або другої напруги; в кожному випадку, як і для двоелектродної лампи, ми дістанемо певний опір лампи.

Дослідимо характеристику лампи залежно від керуючої напруги на сітці. Опір лампи визначається за законом Ома:

$$I_a = \frac{V_{\text{кер. сітки}}}{R}$$

Або, якщо замість опору взяти провідність: $S = \frac{1}{R}$, то

$$I_a = S V_{\text{кер. сітки}}$$

Очевидно, що відношення $\frac{I_a}{V_{\text{кер. сітки}}}$ дорівнює тангенсові кута α нахилу характеристики. Через це величину S (провідність лампи по сітці) називають звичайно крутизною характеристики лампи. Таким чином:

$$I_a = S V_{\text{кер. сітки}} = S \left(V_c + \frac{V_a}{\mu} \right). \quad (7)$$

Якщо ми, навпаки, будемо брати струм в анодному колі залежно від керуючої напруги, прикладеної до анода, то відповідний опір лампи буде інший. Назвемо його, як і у випадку двоелектродної лампи, внутрішнім опором R_i . Тоді:

$$I_a = \frac{V_{\text{кер. анода}}}{R_i} = \frac{1}{R_i} (V_a + \mu V_c). \quad (8)$$

Величина $\frac{1}{R_i}$ менша S в μ раз. Це легко перевірити, порівнявши обидва вирази для анодного струму:

$$S \left(V_c + \frac{V_a}{\mu} \right) = \frac{1}{R_i} (V_a + \mu V_c) = \frac{\mu}{R_i} \left(\frac{V_a}{\mu} + V_c \right).$$

Звідси одразу дістаємо:

$$S = \frac{\mu}{R_i}. \quad (9)$$

Це співвідношення між основними величинами, що характеризують триелектродну лампу, було дане Баркгаузенем. Очевидно, що величини μ , S , R_i характеризують лампу; їх називають параметрами лампи. Четвертою величиною, яка має велике значення, є, як і у випадку двоелектродної лампи, струм насичення.

Параметри лампи і струм насичення мають залежно від типу лампи найрізноманітніше значення. Так, для маленької приймальної лампочки R_i буває порядку 10 000 — 20 000 ом; μ близько 10 — 20; відповідна крутизна буде порядку 0,001 ом⁻¹. Через те що $\left[\frac{1}{\text{ом}} \right] = \left[\frac{\text{ампер}}{\text{вольт}} \right]$, крутизну звичайно виражають в амперах на вольти; в нашому випадку вона дорівнює одній тисячній ампера на вольт, або, простіше, одному міліамперові на вольт. Струм насичення може досягти кількох тисячних ампера. Напруга джерела струму в анодному колі (напруга анодної батареї) — близько 80 V.

Для потужної лампи на 20 kW: $\mu = 40$; $S = 25$ mA/V; $R_i = 1600$ Ω . Струм насичення цієї лампи досягає 15 А. Робоча анодна напруга дорівнює 10 000 V. Таку високу напругу практично неможливо дістати від акумуляторних батарей; для цієї мети користуються або спеціальними динамомашинами, або випрямлячами, дія яких буде описана нижче. „Нитка“ такої лампи являє собою вольфрамовий дріт товщиною в 1 мм. Струм, потрібний для розжарення такої „нитки“, досягає 50 А.

§ 440. Триелектродна лампа з навантаженням в анодному колі. Підведемо до сітки лампи синусоїдальну змінну напругу. Керуюча напруга в анодному колі буде $V_a + \mu \varepsilon_c \sin \omega t$. В прямолінійній ділянці характеристики (рис. 454) лампа підлягає законові Ома:

$$I_a = \frac{1}{R_i} (V_a + \mu \varepsilon_c \sin \omega t) = \frac{V_a}{R_i} + \frac{\mu \varepsilon_c}{R_i} \sin \omega t.$$

Ми бачимо, що анодний струм являє собою суму постійного і змінного струму або, як кажуть інакше, постійної і змінної складової. Змінний струм в анодному колі має амплітуду $\frac{\mu \varepsilon_c}{R_i}$. Тут роль електрорушійної сили відіграє $\mu \varepsilon_c$; роль опору виконує внутрішній опір лампи.

Ми досі розглядали поведінку лампи при анодному колі, замкненому тільки на батарею; ми розглядали, отже, випадок, коли практично анодне коло лампи для змінних струмів було замкнено на малий опір. Природно, що в цьому випадку струм „короткого замикання“ лампи визначається тільки її внутрішнім опором. Тут для лампи ми маємо ті самі співвідношення, як і для будь-якого генератора електричного струму.

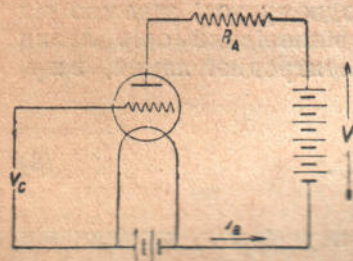


Рис. 455. Триелектродна лампа з навантаженням у колі анода.

Щоб використати енергію змінного струму анодного кола, в це коло вмикають „навантаження“. На рис. 455 в умовному зображенні показана електронна лампа, в анодне коло якої ввімкнений опір R_a . В цьому випадку, оче-

видно, змінний струм в анодному колі визначатиметься не тільки внутрішнім опором лампи, а й опором навантаження:

$$I_a = \frac{\mu \varepsilon_c}{R_i + R_a} \sin \omega t. \quad (10)$$

Визначимо ту змінну напругу, яка припадає на опір R_a :

$$\varepsilon_a = I_a R_a = \frac{R_a \mu \varepsilon_c}{R_i + R_a} \sin \omega t. \quad (11)$$

Легко бачити, що напруга ця буде найбільшою, якщо R_a набагато більший, ніж R_i . Тоді можна вважати наближено:

$$\varepsilon_a = \mu \varepsilon_c. \quad (11a)$$

Це співвідношення дуже важливе. Підвівши до сітки лампи напругу амплітуди ε_c , ми дістаємо на опорі, ввімкненому в коло анода, змінну напругу, амплітуда якої в μ раз більша. Лампа, як кажуть, „підсилює“ напругу. Через це електронні лампи часто називають підсилювальними; з тієї ж причини параметр μ називають коефіцієнтом підсилення лампи.

Якщо ми хочемо дістати від лампи якнайбільшу потужність, ми повинні, як і для будьякого іншого генератора, взяти опір навантаження рівним внутрішньому опоріві лампи (§ 355). Тоді:

$$I_a = \frac{\mu \varepsilon_c}{2R_i} \sin \omega t$$

$$\varepsilon_a = \frac{\mu \varepsilon_c}{2} \sin \omega t.$$

Потужність дістанемо, перемноживши амплітуди і поділивши добуток на 2 (§ 357):

$$W = \frac{\mu^2}{8R_i} \varepsilon_c^2 = \frac{\mu S}{8} \varepsilon_c^2. \quad (12)$$

Припустимо, що ми маємо лампу, для якої $\mu = 4$; $S = 2 \cdot 10^{-3}$ $\frac{\text{ампер}}{\text{вольт}}$.

Тоді при $\varepsilon_c = 1$ V лампа віддасть потужність $W = \frac{1}{1000}$ W. При амплітуді змінної напруги $\varepsilon_c = 50$ V лампа віддасть уже потужність в 50^2 раз більше, тобто 2,5 W.

Ми бачимо, що добуток крутизни на коефіцієнт підсилення визначає собою потужність, яку може віддати лампа; зрозуміло, що наші міркування правильні лише в тому випадку, коли лампа підлягає законіві Ома, тобто коли ми не виходимо за межі прямолінійної частини характеристики.

Потужність, яку віддає електронна лампа, одержуємо, очевидно, за рахунок енергії джерела анодного струму, наприклад, батареї. Справді, рух електронів підтримується і поповнюється батареєю; роль же сітки полягає тільки в регулюванні і перерозподілі енергії, яку віддає батарея. Таким чином, лампа є своєрідним генератором, що перетворює енергію постійного струму в енергію змінного струму.

§ 441. Ламповий генератор із стороннім збудженням. Звернемось до рис. 456. На ньому схематично зображена лампа, в анодне коло якої ввімкнений коливний контур, що складається з катушки L , конденсатора C і опору R . Подамо на сітку лампи змінну напругу $\varepsilon_c \sin \omega t$. Тоді анодний струм дорівнюватиме $S \left(\varepsilon_c \sin \omega t + \frac{V_a}{\mu} \right)$.

Очевидно, що V_a теж не буде постійною; на катушці L ми одержимо змінну напругу, яка в сумі з напругою батареї становить V_a . Проте, для простоти ми припустимо, що μ дуже велике і що тому вплив змін V_a дуже малий. Тоді змінна складова анодного струму буде:

$$I_a = S \varepsilon_c \sin \omega t.$$

Цей змінний струм, проходячи по катушці L , індуктує в ній зворотну електрорушійну силу ε тієї ж частоти ω . Таким чином, лампа вносить у коливний контур 1, 2, 3, 4 електрорушійну силу; в контурі 1, 2, 3, 4 виникає змінний струм.

Величина струму, яку одержуємо в контурі 1, 2, 3, 4, очевидно, буде найбільшою тоді, коли частота ω збігається з резонансною частотою контура.

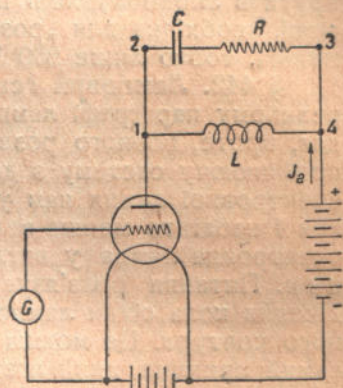


Рис. 456. Ламповий генератор із стороннім збудженням.

Тоді ця величина струму практично визначатиметься тільки величиною електрорушійної сили і власним опором контура¹⁾).

Електрорушійна сила, індуктована в катушці контура 1, 2, 3, 4, пропорціональна коефіцієнтові самоіндукції L і швидкості зміни струму I_a :

$$\varepsilon = -L \frac{dI_a}{dt} = -LS \varepsilon_c \omega \cos \omega t.$$

Отже, струм у контурі:

$$I_k = \frac{\varepsilon}{R} = -\frac{LS}{R} \varepsilon_c \omega \cos \omega t.$$

При резонансі $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$; підставивши цей вираз, дістаємо:

$$I_k = -\frac{LS}{R\sqrt{LC}} \varepsilon_c \cos \omega t. \quad (13)$$

Ми бачимо, що величина струму в контурі 1, 2, 3, 4 насамперед залежить від омичного опору контура; якщо цей опір малий, то струм може бути дуже великим. Електронна лампа, яка має граничне значення анодного струму 15 А, може збудити в коливному контурі змінний струм величиною в багато десятків амперів.

Якщо як коливний контур ввімкнути в анодне коло потужної лампи випромінюючу сітку, то випромінювана енергія може становити десятки і сотні кіловатів потужності. Значна вигода тут у тому, що напруги і потужності, які підводяться до сітки лампи, значно менші, ніж ті, які ми дістаємо у випромінюючій системі. Так, якщо амплітуда змінної напруги в анодному колі потужної лампи дорівнює 10 000 В, то напруга на сітці, необхідна для „розкачки“ лампового генератора, приблизно в 40 раз менша, тобто лише 250 В.

§ 442. Ламповий генератор із самозбудженням. Описаний у попередньому параграфі ламповий генератор із стороннім збудженням ще не дає, проте, повного розв'язання питання. Ми дістали змогу жити випромінюючу систему з допомогою електронної лампи; але для збудження електронної лампи нам усе таки потрібна змінна напруга високої частоти, хоч і набагато менша величиною. Тут нам знову приходить на допомогу електронна лампа у вигляді лампового генератора із самозбудженням. Питання розв'язується надзвичайно просто: ми беремо для збудження кола сітки лампового генератора напругу з його власного анодного контура. Це можна зробити найрізноманітнішими способами; проте, самий принцип, який називають принципом зворотного зв'язку²⁾, залишається незмінний.

Звернемось до рис. 457, який показує одну з простіших схем лампового генератора із самозбудженням. Тут змінну напругу беруть з анодного контура з допомогою трансформатора, який складається з двох катушок L_1 і L_2 , зв'язаних між собою індуктивно.

Припустимо, що ми маємо на сітці лампи синусоїдальну напругу $\varepsilon_c \sin \omega t$. Тоді, згідно з попереднім параграфом, змінний струм у контурі:

$$I_k = -\frac{L_1 S}{R\sqrt{L_1 C}} \varepsilon_c \cos \omega t.$$

¹⁾ Висновки цього й дальшого параграфів достатньо точні тільки для випадку малого активного опору в коливному контурі.

²⁾ Принцип зворотного зв'язку в застосованні до радіотехніки вперше був сформульований Мейсснером.

Якщо коефіцієнт взаємодукції між катушками L_1 і L_2 дорівнює M , то напруга, що індуктується в катушці L_2 і повертається на сітку, дорівнює $M \frac{dI_k}{dt}$:

$$M \frac{dI_k}{dt} = \frac{L_1 S M}{R \sqrt{L_1 C}} \varepsilon_c \omega \sin \omega t = \frac{M S}{R C} \varepsilon_c \sin \omega t$$

(через те, що резонансна частота $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_1 C}}$). Ми бачимо, що можуть

бути два основні випадки залежно від знака M : або напруга, що повертається на сітку, однакова своїм знаком із первісною, тоді напруга, що повертається, підтримує коливання; або вона протилежна їй знаком, і тоді коливання не виникають.

Важливим є перший випадок. Тут ми маємо дві можливості:

1. Електрорушійна сила, що повертається, менша необхідної, тобто

$$\frac{M S}{R C} \varepsilon_c \sin \omega t < \varepsilon_c \sin \omega t, \text{ або } \frac{M S}{R C} < 1.$$

В цьому випадку лампа вносить у контур надто мало енергії; втрати на опорі R перевищують потужність, що віддається лампою. Коливання в контурі 1, 2, 3, 4 будуть поступово затухати, тобто амплітуда величини змінного струму в контурі поступово спадатиме, поки вся система не прийде в стан спокою.

2. Електрорушійна сила, що повертається, більша необхідної, тобто $\frac{M S}{R C} > 1$. В цьому випадку втрати на опорі R менші, ніж потужність, яка віддається лампою. Амплітуда величини змінного струму в контурі поступово збільшуватиметься; вона могла б збільшуватись безмежно, коли б лампа не мала струму насичення. В наслідок обмеженості анодного струму настає момент, коли встановлюється рівновага між втратами в контурі і потужністю, що віддається; при цьому лампа віддає в контур найбільшу можливу потужність.

Постає питання: як же виникають коливання в контурі 1, 2, 3, 4 — на самому початку при ввімкненні генератора? Будьякий випадковий поштовх струму в контурі, чи то в наслідок заряду конденсатора при ввімкненні анодного кола, чи в наслідок будьяких інших причин, уже приводить контур у коливний стан. Ми одержуємо в контурі змінний струм, частота якого дорівнює резонансній частоті контура. Величина цього струму може бути надзвичайно мала; суть у тому, чи здатна система, почавши з малих струмів і напруг, розгорнутись до повної потужності, чи ні. Очевидно, що це можливо тільки в другому із зазначених випадків, коли $\frac{M S}{R C} > 1$.

§ 443. Примірна схема генератора високої частоти. На рис. 458 дана примірна схема генератора високої частоти. Тут ми бачимо самозбудний генератор, коливний контур якого настроєний на частоту випромінюючої системи. Анодний контур цього генератора подає з допомогою трансформатора напругу високої частоти на сітку потужної лампи. Якщо випромінююча система замкнена, то вона може бути у вигляді величезної „катушки“ безпосередньо ввімкнена в коливний контур потужної лампи;

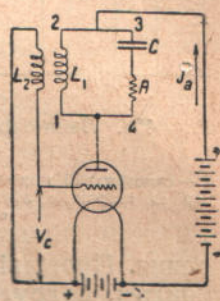


Рис. 457. Самозбудний ламповий генератор.

розімкнена система зв'язується з контуром звичайно з допомогою трансформатора.

Живлення лампових генераторів здійснюється від динамомашин, які дають струм для розжарення ламп і високу напругу для живлення анодних кіл. Проте, зручніше користуватись для цього звичайним змінним струмом. Розжарювати нитки лампи можна безпосередньо змінним струмом; діставати ж високу напругу для живлення анодних кіл можна, застосовуючи трансформатор і ламповий випрямляч (кенотрон).

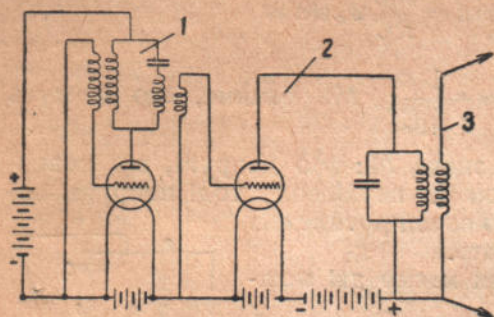


Рис. 458. Ламповий генератор високої частоти.

1 — самозбудний генератор — „збудник“, 2 — генератор із стороннім збудженням, 3 — випромінююча система.

рення. Провідність ґрунту зумовлює, поперше, зміни напрямку поширення хвиль і, подруге, викликає поступове вбирання енергії хвиль при поширенні їх уздовж земної поверхні.

Вплив іонізації атмосфери почасти подібний до впливу провідності землі, але при поширенні коротких хвиль іонізація атмосфери зумовлює виникнення деяких своєрідних явищ.

Іонізація атмосфери викликається головним чином сонячним і космічним випромінюванням; тому іонізація підсилюється із збільшенням висоти. Якщо припустити, що ультрафіолетове випромінювання Сонця є єдиним джерелом іонізації, то можна наперед завбачити існування на висоті від 90 до 130 км іонізованого шару з найбільшою концентрацією вільних електронів близько $9,2 \cdot 10^5$ електронів в 1 см^3 .

Експериментальні дані показують, що будова іонізованих шарів атмосфери є більш складною. Припускається, що іонізовані шари атмосфери простягаються на значну висоту, при чому виявлено наявність декількох максимумів іонізації, що, очевидно, відповідають зміні газового складу атмосфери по висоті.

Наявність стійкого іонізованого шару зумовлюється, звичайно, рівновагою між діями іонізуючих агентів і процесами зворотного відновлення (рекомбінації) іонів. Отже, як тільки настане ніч, при відсутності основного джерела іонізації, концентрація вільних електронів зменшується. При цьому процес рекомбінації більш інтенсивно відбувається в густіших шарах атмосфери, і максимум іонізації зміщується догори. Згідно з експериментальним спостереженням нічна висота максимуму іонізації становить 400 — 500 км.

Як денна, так і нічна висота максимумів іонізації істотно залежить від пори року для даної частини земної кулі; очевидно, що в екваторіальних областях висота повинна бути найменшою.

Іонізовані шари атмосфери називають „шаром Хівісайда“, за ім'ям дослідника, що перший звернув увагу на вплив зазначеного шару на поширення електромагнітних хвиль навколо земної кулі.

Електропровідність шару Хівісайда еквівалентна провідності металічної оболонки завтовшки приблизно 3 мм на денній стороні і 0,05 мм — на нічній.

Електромагнітні хвилі, випромінювані системою, розміщеною на поверхні Землі, поширюються ніби між двома провідними поверхнями

(рис. 459). В наслідок провідності земної поверхні і шару Хівісайда силові лінії електричного поля розміщуються майже вертикально. Провідні поверхні „ведуть“ електромагнітну хвилю; поширення хвилі в цьому випадку подібне до поширення хвилі вздовж дво-проводної лінії; роль проводів відіграють тут поверхня Землі і шар Хівісайда.

Умови вбирання енергії хвиль різні для різних довжин хвиль; для довгих хвиль вбирання менше, ніж для коротких. В наслідок вбирання далекість зв'язку великою мірою залежить від властивостей ґрунту на протязі між пунктом передачі і пунктом приймання; так, далекість зв'язку над водними поверхнями більша, ніж далекість зв'язку над сушею.

Сказане вище стосується поширення „земних“ хвиль, тобто таких, які випромінюються заземленою системою провідників; електричні силові лінії такої хвилі неминуче зв'язані з земною поверхнею.

При зменшенні довжини хвилі характер випромінювання все більше наближається до світлового; в цьому випадку можна говорити про „промінь“ електромагнітної хвилі. Короткохвильова незаземлена випромінююча система дає також і „земну“ хвилю, але енергія цієї хвилі швидко вбирається ґрунтом. Зв'язок на коротких хвилях зумовлюється переважно „променями“ електромагнітних хвиль; такі хвилі, що поширюються променясто, називають „небесними“ хвилями.

Провідний шар Хівісайда являє собою ніби дзеркало для електромагнітних променів; промінь, відбитий шаром Хівісайда, повертається до Землі на великій віддалі від випромінюючої системи. Цим пояснюється велика далекість зв'язку на коротких хвилях при відносно малих випромінюваних потужностях. Проте, в наслідок зміни іонізації протягом доби умови поширення коротких хвиль удень різко відмінні від умов поширення їх уночі.

На близьких від випромінювача віддальх зв'язок може здійснюватися з допомогою „земної“ хвилі; при збільшенні віддалі приймання припиняється, поки ми не прийдемо в точку падання „небесної“ хвилі (рис. 460); таке походження „мертвих зон“ при прийманні сигналів короткохвильових радіостанцій.

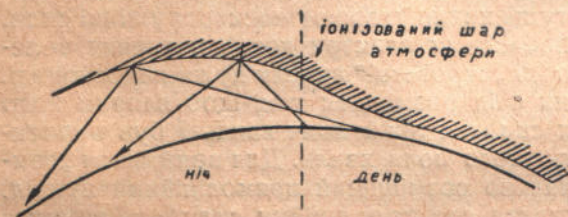


Рис. 460 а.

Цікаві явища виявляються при проходженні короткої електромагнітної хвилі з області дня в область ночі і навпаки. Ми зазначали, що висота іонізованого шару над рівнем землі різко змінюється після заходу сонця; тому на границі між днем і ніччю ми маємо спадання — похилий хід іонізованих шарів. Це своєрідне похиле дзеркало може зумовити в деяких випадках виняткову далекість проходження електромагнітної хвилі, наявність „луни“ і т. ін. На рис. 460а показано схематично можливі

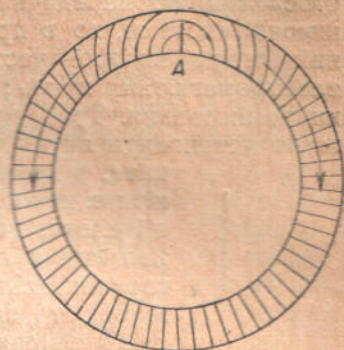


Рис. 459. Обгинання земної кулі електромагнітними хвилями, випромінюваними в точці А.

шляхи променя електромагнітної хвилі в припущенні, що вона відбивається від іонізованого шару.

§ 445. **Приймання електромагнітних хвиль.** Розглянемо, як відбувається процес передачі радіосигналів. Коли працює генератор випромінюючої системи, то в провідниках випромінюючої системи протікає змінний струм високої частоти. При цьому відбувається випромінювання електромагнітних хвиль; перервавши роботу генератора, ми припинимо випромінювання. Тривалість роботи генератора залежить від нас. Ми можемо встановити якусь умовну систему сигналів, що складається, наприклад, з комбінацій коротких і тривалих послань електромагнітних хвиль. На значних віддалях від передавальної радіостанції електричне поле хвиль напрямлене, як було сказано вище, перпендикулярно до поверхні землі; магнітне поле орієнтоване горизонтально. Якщо в полі хвиль розміщений якийсь провідник, то силові лінії магнітного поля хвиль, перетинаючи цей провідник, викличуть у провіднику електрорушійну силу. У випадку синусоїдальної електромагнітної хвилі в провіднику дістанемо синусоїдальну електрорушійну силу. Частота індуктованої електрорушійної сили дорівнюватиме частоті змінного струму, який живить випромінюючу систему передавача.



Рис. 461. Вертикальна приймальна антена з коливним контуром, який служить для її настройки.

„Приймання“ сигналів повинне відбуватись іноді на віддалі тисяч кілометрів від випромінюючої системи. На таких віддалях напруженість поля електромагнітної хвилі надзвичайно мала.

Напруженість поля хвиль радіостанції імени Комінтерну вже на віддалі 20 км від Москви становить лише близько $0,6 \cdot 10^{-3}$ вольт/см; донебудь на віддалі 800 км від Москви напруженість поля буде приблизно $2 \cdot 10^{-6}$ вольт/см. Ці числа залежать від умов погоди і пори дня, а також і від ступеня збирання енергії хвиль ґрунтом.

Приймальна радіоустановка складається з ряду пристроїв, завданням яких є, поперше, власне приймання електромагнітної хвилі, потім підсилення одержаних сигналів і, нарешті, їх реєстрація або ж перетворення їх у звукові хвилі.

Власне, приймальна система провідників („приймальна антена“) нічим не відрізняється від описаної вище (§ 429 і 430) випромінюючої системи провідників. Існують три типи приймальних антен: замкнена антена (рамка), розімкнена заземлена антена і розімкнена незаземлена антена. Найбільше поширені перші два типи.

Як антену можна взагалі використати будьякий провідник достатніх розмірів; у будьякому провіднику бігуща хвиля утворює електрорушійні сили. Часто як антеною користуються проводами електричного освітлення, телефонною проводкою і т. д. Проте, такі „сурогатні“ антени дуже недосконалі.

Провідник приймальної антени слід розміщати так, щоб напрям його збігався з напрямом електричних силових ліній поля хвиль і був перпендикулярний до силових ліній магнітного поля хвиль. Для приймання „земної“ хвилі застосовують вертикально розміщений прямолінійний провід. Для цього випадку легко розрахувати електрорушійну силу, яка виникає в антені. Нехай напруженість електричного поля хвиль у місці приймання дорівнює E вольт/см. Через те що напрям провода збігається з напрямом електричного поля, на кожний сантиметр довжини антени припадає електрорушійна сила E вольтів. Повна електрорушійна сила в антені дорівнюватиме El , де l — довжина (висота) вертикального провода.

Та сама приймальна антена служить звичайно для приймання тієї або іншої на бажання радіостанції; для цього треба мати можливість „настроїти“ антену на частоту передавальної радіостанції. Для здійснення цього в провід антени (рис. 461) вмикають коливний контур, що скла-

дається з ємності C і індуктивності L . Величина струму, збуджуваного електрорушійною силою антени в коливному контурі, буде найбільшою тоді, коли досягнуто (змінюючи C або L) збігу резонансної частоти контура з частотою хвилі, які приймаються.

„Настроювання“ приймальної антени на частоту хвилі, що їх приймають, дозволяє значно збільшити напругу, що одержується від антени. Припустимо, що ми приймаємо віддалену станцію, для якої E дорівнює 10^{-6} вольт/см. У прямолінійній антені висотою в 25 м з'явиться електрорушійна сила $2,5 \cdot 10^{-3}$ V. При доброму виконанні ввімкненого в антену коливного контура його коефіцієнт підсилення може дорівнювати 20—30. Таким чином, на катушці контура буде змінна напруга 0,05—0,07 V.

Часто застосовують також і замкнені антени. Замкнена антена має вигляд рамки, яка складається з багатьох витків провoda; провід намотують на дерев'яний каркас із довжиною сторони близько 1 м.

Уявимо собі, що рамка розміщена в площині поширення хвилі. Тоді хвиля досягає передньої сторони рамки раніше, ніж задньої, і електрорушійні сили, які з'являються в передній і задній сторонах, не цілком компенсують одна одну; тому в цьому випадку в контурі рамки виникає якась результуюча електрорушійна сила. Якщо ж рамка розміщена перпендикулярно до лінії поширення хвилі, то електрорушійні сили в сторонах рамки будуть цілком компенсувати одна одну, і результуюча електрорушійна сила рамки дорівнюватиме нулеві. Таким чином, рамка при прийманні хвилі, як і у випадку випромінювання хвилі (§ 429), має напрямлену дію. Для настроювання рамки звичайно до неї примикають конденсатор; із зміною ємності конденсатора змінюється резонансна частота контура, який складається з самої рамки і цього конденсатора (рис. 462).

Проблема далекого радіозв'язку була розв'язана остаточно тільки з появою електронних ламп, які дали змогу побудувати підсилювачі радіосигналів.

§ 446. Підсилювачі високої частоти. Для підсилення напруги високої частоти застосовують схеми, аналогічні схемі генератора із стороннім збудженням (§ 441); звичайно, в цьому випадку вживають лампи значно меншої потужності. Напруга, яка буде на катушці коливного контура, ввімкненого в антену, подається на сітку електронної лампи (рис. 463). В анодне коло лампи ввімкнений як навантаження другий коливний контур. Цей другий коливний контур настроюється, як і перший, на частоту сигналу, що його приймають. Якщо коефіцієнт підсилення лампи дорівнює μ , то ми дістанемо в анодному колі лампи напругу, приблизно в μ раз більшу, ніж підведена до сітки.

В багатьох випадках буває досить однієї лампи підсилення високої частоти, тим більше, що є типи приймальних ламп, які мають коефіцієнт підсилення порядку 500—1000. Якщо одержана після першої лампи напруга недостатня, то користуються другою лампою для підсилення напруги, одержаної в анодному колі першої лампи, і т. д.

§ 447. Струми звукової частоти. Підсилювачі низької частоти. З допомогою мікрофона будьякої конструкції (§ 465) можна одержати змінний

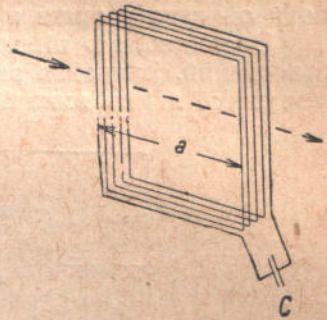


Рис. 462. Замкнена приймальна антена — „рамка“.

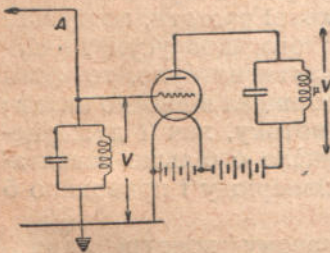


Рис. 463. Підсилювач високої частоти.

струм звукової частоти, який силою і „тембром“ відповідає звукові, що його сприйняв мікрофон.

Звичайно величини змінних струмів і напруг, що їх віддає мікрофон, бувають дуже невеликі; для вугільних мікрофонів — порядку сотих, на кращій випадок десятих часток вольта. Тому постає потреба підсилити ці напруги. Підсилювачі напруг звукової частоти, або, як їх часто називають, підсилювачі низької частоти, повинні підсилювати напругу, що її віддає мікрофон, однаково для всіх звукових частот. У зв'язку з цим будова підсилювача низької частоти дуже відрізняється від будови описаного вище підсилювача високої частоти.

Очевидно, що підсилювач резонансного типу тут не може бути застосований. Звичайно замість резонансного контура в коло анода підсилювальної лампи вмикають або опір, або трансформатор.

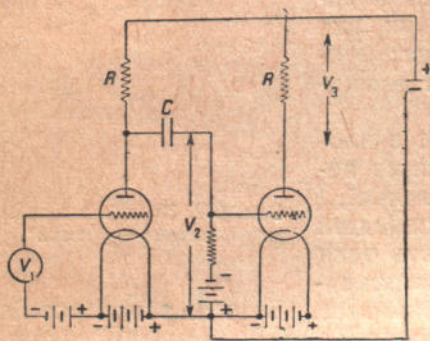


Рис. 464. Підсилювач низької частоти на опорах.

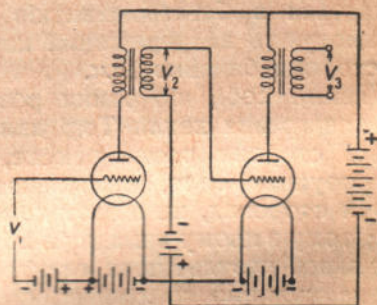


Рис. 465. Трансформаторний підсилювач низької частоти.

На рис. 464 подана схема підсилювача на опорах. Тут на сітку наступної лампи подається змінна напруга звукової частоти, що падає на анодному опорі попередньої лампи. Конденсатор C служить для того, щоб захистити сітку лампи від постійної позитивної напруги кола анода. Ємність його добирають так, щоб опір його для струмів звукової частоти був незначний. Схема підсилювача на трансформаторах подана на рис. 465. Вона не потребує пояснень, зауважимо тільки, що в даному випадку застосовуються трансформатори з залізним осердям, щоб забезпечити максимальний зв'язок первинної обмотки трансформатора з вторинною.

На сітці електронних ламп, крім напруги звукової частоти, подається ще негативна постійна напруга. Це робиться для того, щоб усунути цілком струми в колі сітки. Якби цієї негативної напруги не було, то сітка протягом одного півперіоду мала б позитивний потенціал відносно нитки; протягом цього півперіоду частина електронного потоку, хоч і дуже невелика, відгалужувалася б у коло сітки. Це викликало б більше навантаження попередньої лампи протягом позитивного півперіоду і приводило б до спотворення форми підсилюваної напруги.

§ 448. Модуляція. Величина струму в коливному контурі лампового генератора залежить від величини напруги, прикладеної до анода лампи. Якщо ми будемо змінювати анодну напругу, змінюватиметься і величина струму в контурі, а отже, і амплітуда напруженості поля випромінюваної хвилі. Подамо на анод генераторної лампи, крім постійної напруги, ще напругу звукової частоти, доведену до необхідної величини з допомогою описаного в попередньому параграфі підсилювача. Очевидно, що при цьому величина струму високої частоти в контурі генератора і в провідниках випромінюючої антени змінюватиметься із звуковою частотою (рис. 466); одержимо так званий модульований струм високої частоти.

Величина струму високої частоти в приймальній антені відтворюватиме зміни струму в антені випромінюючій; таким чином, у приймальній антені також виникає модульований струм. Дальшим завданням є перетворення цього струму в струм звукової частоти, з тим щоб подати його на телефон або після відповідного підсилення низької частоти — на гучномовець.

§ 449. Перетворення модульованого струму високої частоти в струм звукової частоти. Звернемося знову до розгляду характеристики електронної лампи. На рис. 454 (стор. 488) дана характеристика лампи; величина струму анодного кола залежно від керуючої напруги, прикладеної до анода:

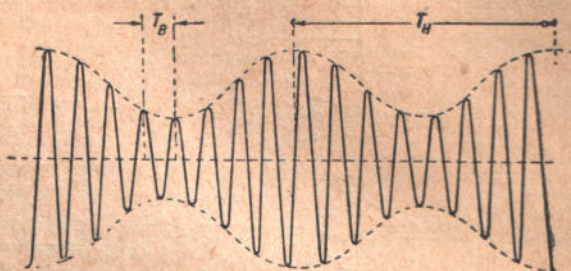


Рис. 466. Струм високої частоти періоду T_B , модульований низькою частотою періоду T_H .

$$I_a = \frac{1}{R_t} (V_a + \mu V_c).$$

Ввімкнемо в анодне коло лампи звичайний телефон. Через те що на аноді лампи ми маємо постійну позитивну напругу V_a , то, подавши на сітку досить велику негативну напругу, яка дорівнює $-\frac{V_c}{\mu}$, ми дістанемо керуючу напругу, рівну нулеві; при цьому струм в анодному колі також дорівнюватиме нулеві.

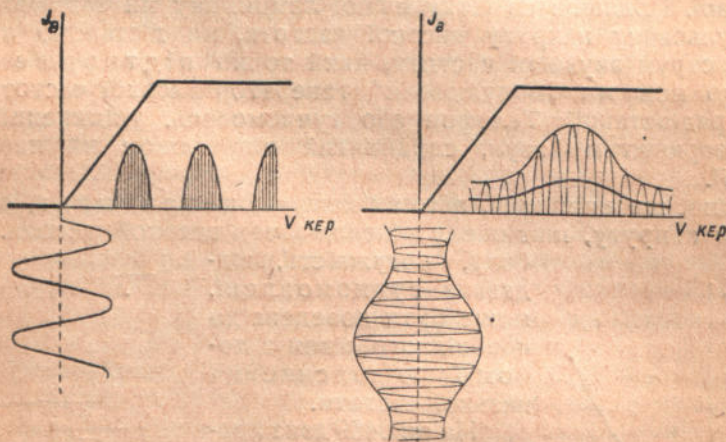


Рис. 467. Детектування напруги високої частоти з допомогою електронної лампи.

Підведемо тепер до сітки лампи досить велику напругу високої частоти. Протягом негативних півперіодів напруги високої частоти струм в анодному колі залишатиметься рівним нулеві, бо керуюча напруга буде негативна. Але протягом позитивних півперіодів керуюча напруга буде позитивна; ми дістанемо в анодному колі імпульси струму протягом кожного позитивного півперіоду напруги високої частоти.

Таким чином, протягом усього часу сигналу ми матимемо в анодному колі нашої лампи імпульси струму того самого напрямку, які йдуть один за одним з високою частотою (рис. 467). Цей пульсуючий струм можна

увияти собі як суму постійного струму, „постійної складової“, і накладеного на нього змінного струму, „змінної складової“. Цілком те саме ми мали і у випадку лампового генератора, але там нас цікавила головним чином змінна складова, тут же вона для нас не має значення, і ми

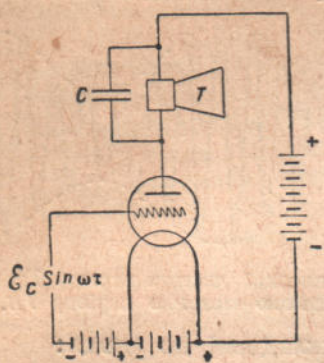


Рис. 468. Детекторна лампа.

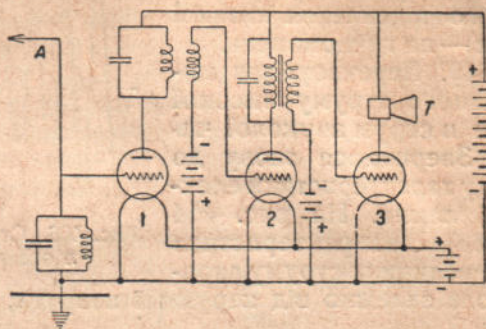


Рис. 469. Триламповий приймач.

A — антена, 1 — підсилювач високої частоти, 2 — детекторна лампа, 3 — підсилювач низької частоти.

утворюємо для неї побічний шлях, мимо обмотки телефона, через конденсатор C (рис. 468).

Таким чином, під час дії напруги високої частоти в обмотці телефона весь час протікає постійний струм. Якщо напруга високої частоти, яка підводиться до сітки лампи, змінюється, то змінюється і величина постійної складової. Подавши на сітку нашої лампи, яку ми назовемо випрямною, модульовану напругу високої частоти, ми дістанемо в анодному колі лампи струм звукової частоти, який точно відтворює форму тієї напруги, що нею ми „модулювали“ генератор високої частоти на передавальній радіостанції. Телефон або гучномовець, увімкнений в анодне коло, відтворюватиме звук, сприйнятий мікрофоном на передавальній радіостанції.

Очевидно, що випрямна, або, як кажуть, детекторна, лампа може одержувати напругу, підвищену підсилювачем високої частоти. З другого

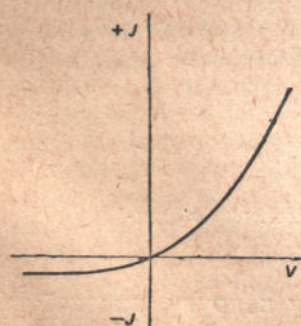


Рис. 470. Характеристика контактної (кристалічної) детектора.

боку, потужність, відавана гучномовцеві, може бути доведена до необхідного рівня з допомогою підсилення низької частоти.

На рис. 469 дана простіша схема приймального пристрою, який має всі ці три основні елементи; тут у коло анода детекторної лампи ввімкнений трансформатор, який передає напругу звукової частоти на сітку лампи підсилювача низької частоти.

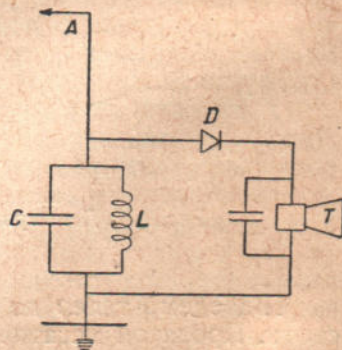


Рис. 471. Простіша схема приймача з контактним детектором.

D — детектор, T — телефон.

§ 450. Радіоприймачі. **Детекторний приймач.** Очевидно, що як детектор може бути застосований будьякий провідник, який має односторонню провідність. Таку односторонню провідність мають точки стикування

металічного вістря з деякими кристалами (наприклад, сірчисті руди свинцю та ін.). На рис. 470 дана типова характеристика такого контактного детектора. Як легко бачити, вона нагадує характеристику двоелектродної лампи з тією відміною, що зворотний струм все таки є; контактний детектор не є досконалим випрямлячем. Контактний детектор потребує великої напруги високої частоти; тому він застосовується головним чином при прийманні близьких станцій; при цьому приймач буде дуже простий. На рис. 471 дана простіша схема детекторного приймача; ми не будемо спинятись детальніше на аналізі роботи контактного детектора, бо дія його в загальних рисах аналогічна дії детекторної лампи.

Приймач із зворотним зв'язком. На закінчення спинимось на одному дуже цікавому типі приймача — на приймачі із зворотним зв'язком. Ми бачили, що коливний контур, ввімкнений у приймальну антену, має якийсь „коefficient підсилення“. Величина підсилення обмежена втратами в самому контурі і втратами на зворотне випромінювання; якщо антена заземлена, то виникають ще значні втрати в заземленні. Ці втрати можна намагатися зменшити; але можна піти іншим шляхом: можна ці втрати компенсувати, повернувши частину енергії з анодного контура приймальної лампи назад у коло антени. Ця ідея здійснена в приймачі із зворотним зв'язком (рис. 472).

Це є, власне, ламповий генератор із самозбудженням; проте, напруга, яка повертається на сітку, добирається так, щоб самозбудження не виникало. Лампа тільки частково компенсує втрати енергії в контурі антени. Однак, поступово збільшуючи зв'язок контура антени з анодним колом (як кажуть, підходячи близько до генерації), ми можемо зробити степінь компенсації дуже значним.

Це відповідає ніби зменшенню опору втрат; coefficient підсилення контура надзвичайно сильно зростає, і ми дістаємо на сітці приймальної лампи великі напруги при дуже малих електроуривіючих силах антени.

Звичайно та ж сама лампа служить і детекторною. Приймач із зворотним зв'язком, або регенеративний, має велике поширення в аматорській практиці; в професійній практиці його застосування тепер обмежене областю дуже коротких хвиль, для яких підсилення високої частоти становить ще значні труднощі.

§ 451. Телебачення. Можливість безпосереднього бачення на великій віддалі принципово обмежена дифракцією світла, яка обмежує величину роздільної сили оптичних приладів. Так, навіть найбільший з існуючих телескопів не дає змоги розглянути поділкі міліметрової шкали на віддалі, більшій ніж 10 км.

З допомогою телебачення можна обійти цю принципову перешкоду через те, що утворення зображення іде штучним шляхом, зовсім не зв'язаним з поширенням світла.

Передача інтенсивності світла може бути здійснена з допомогою якогонебудь фотоелемента, який дає електричний струм, пропорціональний освітленості (§ 400). Цей струм після підсилення триелектродною лампою може бути переданий по дроту або по радіо. Якщо прийнятим струмом (повторно підсиленним) живити джерело світла, яскравість якого залежить від величини або напруги струму, то на приймальній станції можна відновити ті інтенсивності світла, які були передані. Головні труднощі телебачення полягають у тому, що треба передавати інтенсивність одразу

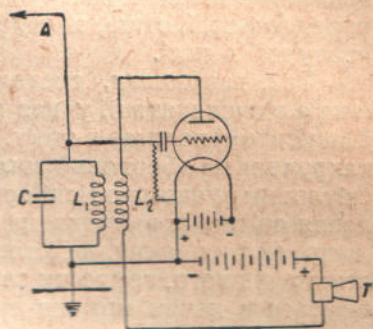


Рис. 472. Ламповий приймач із зворотним зв'язком.

багатьох елементів картини. Можна було б встановити на передавальному апараті багато фотоелементів, кожний з яких був би напрямлений на певну точку простору. Тоді одночасна передача фотострумів з наступною трансформацією їх у світло при умові тотожного розміщення фотоелементів, які передають, і ламп, які приймають, дала б змогу здійснити передачу зображення. Проте, для скількинебудь пристойної передачі треба було б мати кілька тисяч фотоелементів, число яких визначається вимогами детальності картини, і стільки ж проводів (або радіопередавальників) і приймачів.

Для всієї різноманітної апаратури для телебачення, власне, зводиться до заміни кількох тисяч передавальних пристроїв одним. Звичайно, при цьому одночасно передається тільки один сигнал, що відповідає інтенсивності одного елемента картини, яка передається, і, отже, передача всього зображення „розгорнута“ в часі.

Так, наприклад, система передавання фотографій (яка є в експлуатації у нас між Москвою, Ленінградом, Ташкентом) полягає в тому, що передавана фотографія, накручена на обертовий циліндр, освітлюється вузьким світловим пучком по тій спіралі. Поблизу від точки падіння світлового пучка на передаваний оригінал вміщено фотоелемент, освітленість якого змінюється залежно від того, темне чи світле місце фотографії освітлюється в даний момент світловим пучком. Це дає слабкий або сильний фотострум, який, прийнятий приймальним пристроєм і підсилений, діє на конденсатор Керра (§ 511). На приймальній станції є барабан, обгорнутий фотографічним папером; цей барабан обертається синхронно з першим. Фотографічний папір зазнає у відповідних місцях сильного або слабого освітлення (що залежить від напруги на конденсаторі Керра) відповідно до деталей оригіналу. Після проявлення дістають зображення, цілком подібне до оригіналу. В останніх приладах такого типу прийняте зображення настільки високої якості, що його не можна відрізнити від оригіналу. Все передавання триває кілька хвилин.

Очевидно, що коли треба передавати рухоме зображення, то повна передача об'єкта повинна тривати не більше $\frac{1}{20}$ секунди і неперервно повторюватись, як це буває в кіно. Окремі зображення зіллються при цьому для ока в рухому картину. Є багато пристроїв, які виконують ці функції. Серед них дія диска Ніпкова найпростіша. Диск Ніпкова має ряд отворів, розміщених по спіралі (рис. 473). Місця отворів дібрані так, щоб при обертанні диска вони послідовно, одне за одним, проходили по площі чотирикутника $ABCD$, суцільно зарисовуючи його. В кожний момент у середині чотирикутника є тільки один отвір. Якщо на диск спроектувати зображення передаваної картини (рис. 474), а за диском помістити фотоелемент, то при рівномірному обертанні на фотоелемент будуть по черзі діяти різні елементи картини. Прийняти зображення можна, наприклад, так (рис. 474): прийняти і підсиленим струмом живлять неонову лампу з прямокутним світлим електродом розміром з контур $ABCD$ (рис. 473) і розглядають цей світлий чотирикутник через точну копію передавального диска, який обертається синхронно з ним¹⁾. Тоді в кожний момент спостережник бачить з усього світлого чотирикутника одну світлу точку, яскравість якої буде пропорціональна яскравості точки оригіналу і яка розміщена при правильній синхронізації подібно до неї. При швидкому обертанні дисків (16—20 об/сек) око не помічає розчленованості передачі і бачить передавану картину в цілому.

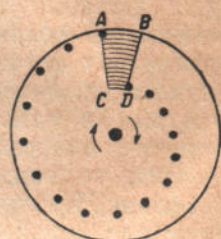


Рис. 473.
Диск Ніпкова.

¹⁾ Синхронізація здійснюється передаванням спеціальних сигналів, які автоматично передаються мотором диска Ніпкова на передавальнику і діють на мотор приймача.

При прийманні і передачі користуються й іншими методами „розгортання“ і „згортання“ зображення. Цікавим є спосіб приймання зображень катодним осцилографом (§ 385). У цьому випадку приймальний

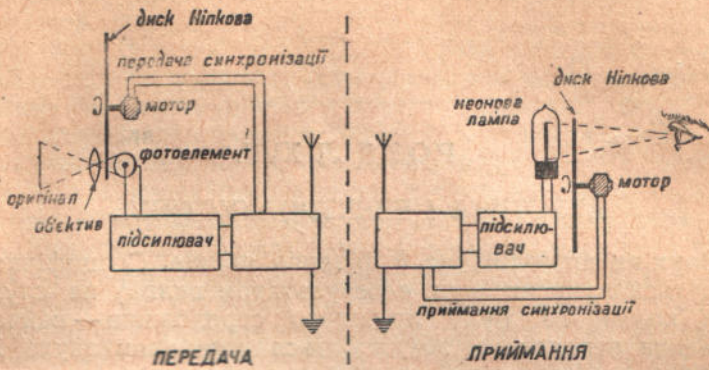


Рис. 474. Схема передачі і приймання зображень.

струм керує інтенсивністю електронного пучка катодного осцилографа, що викликає свічення флюоресціюючого екрана, пропорційно величині електронного струму. Переміщення пучка синхронно з передавальником здійснюється з допомогою „керуючих“ змінних струмів, що примушують пучок описувати криву, яка густо заповнює площу чотирикутника.

РОЗДІЛ XVII.

АКУСТИКА І ЕЛЕКТРОАКУСТИКА.

§ 452. Звук як фізіологічне й фізичне явище. Специфічне відчуття, яке сприймається нами як звук, є результатом впливу на слуховий апарат людини коливного руху пружного середовища — найчастіше повітря; коливання середовища збуджуються джерелом звука і, поширюючись у середовищі, доходять до приймального апарату — нашого вуха. Таким чином величезна різноманітність чутих нами звуків зводиться до коливних процесів, які відрізняються один від одного частотою і амплітудою. Не слід плутати дві сторони одного й того ж явища: звук як фізичний процес являє собою окремий випадок коливного руху; як психофізіологічне явище звук є специфічне відчуття, механізм виникнення якого вивчено тепер досить докладно.

Говорячи про фізичну сторону явища, ми характеризуємо звук його силою, його складом і частотою зв'язаних з ним коливних процесів; маючи ж на увазі звукові відчуття, ми говоримо про гучність, про тембр, про висоту звука.

§ 453. Область чутності. Звернемося тепер до суб'єктивного сприймання звука. Тут насамперед треба відмітити, що не кожний коливний процес, який доходить до вуха, може викликати відчуття звука: для цього необхідно, щоб частота процесу і сила звука¹⁾ не виходили за певні (правда, досить широкі) границі. Нижньою границею частоти є частота близько 20 коливань на секунду (20 герців), верхня границя лежить між 16 000 і 20 000 герців. Положення цих границь не для всіх людей однакове і знає індивідуальних коливань, в окремих випадках досить значних.

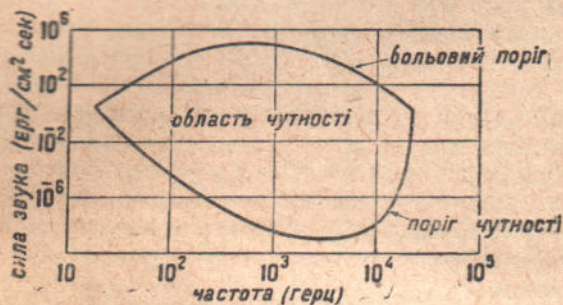


Рис. 475.

Частоту, яка лежить всередині зазначених границь, прийнято називати звуковою частотою. Такі ж границі існують і для сили сприйманих вухом звуків. Для того, щоб хвиля звукової частоти утворила відчуття звука, необхідно, щоб сила звука перевищувала якусь мінімальну величину, що зветься порогом чутності. Звук, сила якого лежить нижче порога чутності, вухом не сприймається; він надто слабкий для цього. З другого боку, звуки дуже великої сили (порядку сотень тисяч $\text{ерг/см}^2\text{сек}$) теж не сприймаються як звук, викликаючи лише відчуття болю та тиску в усі. Максимальна величина сили звука, при перевищенні якої вже виникає біль, зветься порогом больового відчуття.

¹⁾ Сила звука визначається енергією звукової хвилі. Докладніше про силу звука буде сказано в § 461.

Значення обох порогів — чутності і болю — різні в різних областях частот. Вухом найчутливіше в області середніх частот (1000—3000 герців): поріг чутності тут порядку 10^{-8} *ерг/см² сек.* В області низьких і високих частот поріг чутності лежить значно вище, тобто вухом далеко менш чутливе до низьких і високих звуків. Поріг болювого відчуття лежить найвище в області середніх частот, знижуючись як у сторону нижчих, так і в сторону вищих частот. На рис. 475 подані криві, які показують залежність обох порогів від частоти. Верхня крива стосується болювого порога, нижня — порога чутності. Очевидно, що область, яка лежить між обома кривими, визначає діапазон частот і сил усіх сприйманих вухом звуків; тому цю область звуть областю чутності.

§ 454. Гучність звука. Як відомо, частоті звукових коливань відповідає якась суб'єктивна якість відчуття, а саме висота звука. Так само і з силою звука можна зіставити суб'єктивно якісну характеристику — гучність. Зрозуміло, що сила звука і гучність є поняття нерівнозначні. Сила звука об'єктивно характеризує фізичний процес незалежно від того, чи сприймається він слухачем чи ні; гучність же є суто суб'єктивною якістю; тому, строго кажучи, кількісного масштабу до неї застосувати не можна. Проте, якщо ми розмістимо гучності одного і того ж звука у вигляді ряду, зростаючого в тому ж напрямі, що й сила звука, і будемо керуватись сприйнятими вухом ступенями приросту гучності (при неперервному збільшенні сили звука), то знайдемо, що гучність зростає значно повільніше, ніж сила звука. За відомим психофізичним законом Вебера—Фехнера вухом, як і всі органи чуття, оцінює інтенсивність зовнішнього подразнення в логарифмічному масштабі: *приріст сили відчуття пропорціональний логарифмові відношення енергій двох порівнюваних подразнень.*

При виборі шкали гучностей цей логарифмічний закон треба брати до уваги. Умовимося вважати, що на порозі чутності гучність дорівнює нулеві; тоді за законом Вебера—Фехнера гучність певного звука буде пропорціональна логарифмові відношення його сили I до сили того ж самого звука на порозі чутності I_0 :

$$L = k \log \frac{I}{I_0}. \quad (a)$$

У цій рівності L виражає собою певну абстрактну величину, що характеризує гучність звука, сила якого дорівнює I , k є коефіцієнт пропорціональності. Величину L звичайно звуть рівнем звука.

Вибір коефіцієнта пропорціональності k , взагалі кажучи, цілком довільний. Якщо припустити, що він дорівнює одиниці, то рівень звука виразиться в одиницях, які дістали назву белів:

$$L = \log \frac{I}{I_0} \text{ белів.} \quad (b)$$

Практично виявилось, що зручніше користуватися одиницями, у 10 раз меншими; ці одиниці дістали назву децибелів. Коефіцієнт k у формулі (a) тут, очевидно, дорівнює 10:

$$L = 10 \log \frac{I}{I_0} \text{ децибелів.} \quad (c)$$

Щоб мати конкретніше уявлення про децибел, слід зауважити, що мінімальний приріст гучності, сприйманий людським вухом, приблизно дорівнює 1 децибелів. Таблиця 30 (стор. 506) дає можливість орієнтуватися в значеннях рівня гучності різних звуків.

Таблиця 30.

Рівні гучності різних звуків¹⁾.

З в у к	Рівень в децибелх	Сила звука в ерг/см ² сек	Ефективний тиск у баріх
Ледве чутний звук	0	$1 \cdot 10^{-6}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$
Тихе шепотіння на віддалі 1,5 м	10	$1 \cdot 10^{-5}$	$2,04 \cdot 10^{-2}$
Цокання годинника	20	$1 \cdot 10^{-4}$	$6,4 \cdot 10^{-2}$
Кроки по м'якому килиму на віддалі 3—4 м	30	$1 \cdot 10^{-3}$	$2,04 \cdot 10^{-1}$
Тиха розмова	40	$1 \cdot 10^{-2}$	$6,4 \cdot 10^{-1}$
Деренчання склянки на віддалі близько 1 м	50	$1 \cdot 10^{-1}$	2,04
Мова середньої гучності	60	1	6,4
Шум вулиці з жвавим рухом	70	$1 \cdot 10^1$	$2,04 \cdot 10^1$
Крик	80	$1 \cdot 10^2$	$6,4 \cdot 10^1$
Шум у друкарському цеху друкарні	90	$1 \cdot 10^3$	$2,04 \cdot 10^2$
Фортисимо великого оркестру	100	$1 \cdot 10^4$	$6,4 \cdot 10^2$
Шум авіаційного мотора на віддалі 3 м	110	$1 \cdot 10^5$	$2,04 \cdot 10^3$
Відчуття болю	120	$1 \cdot 10^6$	$6,4 \cdot 10^3$

Слід зауважити, що поблизу порога чутності закон Вебера—Фехнера втрачає силу; тому рівень гучності дуже слабких звуків не дає кількісного уявлення про їх суб'єктивну гучність.

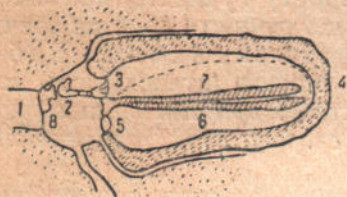


Рис. 476. Схема слухового апарата.

§ 455. Механізм слухового сприймання. Вухо як гармонічний аналізатор. Як видно з даних, наведених у попередніх параграфах, людське вухо являє собою звукоприймальний апарат, який працює в надзвичайно широкому діапазоні частот і амплітуд. Велика широта області чутності (не треба забувати, що на рис. 475 осі координат побудовані для економії місця в логарифмічному масштабі) зв'язана з досить складною будовою слухового апарата. Ми обмежимося тут описом дуже спрощеної схеми (рис. 476).

Звукова хвиля, доходячи до вушної раковини, попадає в зовнішній слуховий прохід 1, в кінці якого є барабанна перетинка 8; під дією тиску, який періодично змінюється у звуковій хвилі, барабанна перетинка коливається, роблячи змушені коливання з частотою сприйманого звука. Коливання барабанної перетинки за допомогою діючої як важіль системи зчленованих кісточок 2—молоточка, ковадла і стремінця—передаються так званому овальному вікну 3, яке закриває внутрішню порожнину вушного лабіриту. Вушний лабіринт у тій його частині, де лежать чутливі до механічного подразнення закінчення слухового нерва, заповнений майже нестисливою рідиною—ендолімфою; ендолімфа передає коливання овального вікна круглому вікну 5, при чому в своєму русі вона примушує коливатися певні частини так званої основної мембрани 6. Основна мембрана є найголовнішою і найцікавішою частиною органу слуху; вона являє собою ряд волокон різної довжини (загальним числом кілька тисяч), настроєних кожне на якийсь певний тон. Щось схоже являє собою система натягнутих струн рояля: кожна струна має свою власну частоту, і якщо у звуковій хвилі, яка доходить до струн, є коливання з цією саме частотою, то відповідна струна починає коливатись (явище резонансу). Так само і рухи ендолімфи зумовлюють коливання тих волокон основної мембрани, які настроєні на частоти, що є у сприйманій звуковій хвилі. При цьому нервові закінчення (так звані волосаті клітини)

¹⁾ Числа в графах „сила звука“ і „тиск“ обчислені для рівногучних звуків у середній області частот (близько 1000 герців) і мають орієнтовний характер.

дотикаються до текторіальної мембрани (7), що йде паралельно; цим і викликається специфічне нервово-подразнення.

Викладена тут картина механізму слухового сприймання була розроблена в минулому столітті Гельмгольцем (резонансна теорія слуху). Теорія Гельмгольца зустріла цілий ряд заперечень, для усунення яких не раз пропонувались інші теорії слуху. Проте, не вважаючи на деякі серйозні труднощі, резонансна теорія в її сучасній формі краще, ніж усі інші, збігається з даними, добутими анатомією й фізіологією органу слуху; тому слід вважати, що в основному вона правильно, хоч, можливо, і неповно, передає дійсну картину явища.

У зв'язку з описаним вище механізмом слухового сприймання стає зрозумілим те, що вухо здатне відрізнити окремі компоненти складного звука (наприклад, акорду). Орган зору, око, сприймаючи одночасні коливання з різними частотами (наприклад, складного кольору), протилежно до вуха не має властивостей спектрального апарату: воно не розкладає складного коливання на прості складові. Навпаки, орган слуху аналізує коливний процес, розкладаючи його у спектр простих гармонічних коливань; отже, з фізичного погляду вухо є набір резонаторів, які мають ясно виражену вибірність.

§ 456. Характеристика різних звуків. Всі звуки, які чує вухо, можна поділити на дві основні групи. До першої групи належать звуки, зумовлені періодичними коливними процесами, в яких можна виявити сукупність простих гармонічних коливань. До другої групи належать звуки, зумовлені неперіодичними процесами, амплітуда і частота яких нестійкі, змінюючись від одного моменту часу до другого. Скориставшись очевидною аналогією з області оптики, можна сказати, що перша група звуків характеризується лінійчастим спектром; друга група звуків характеризується неперервним спектром. Таким чином, до першої групи належать звуки, які мають музикально визначувану висоту, до другої — широка область немусикальних шумів. Наведене тут розмежування до деякої міри умовне: з одного боку, музикальні звуки можуть включати негармонічні шумові компоненти (наприклад, характерний стук, який супроводить високі ноти рояля); з другого боку, багато шумів наближається до таких звуків, висота яких може бути однозначно оцінена вухом (дзвеніння ключів, дзижчання електромотора).

Технічно зручніше виділити в звуковому матеріалі три групи, відповідно до різного характеру джерел звука: 1) музикальні звуки, 2) звуки мови, 3) шуми. Розглянемо коротко акустичну характеристику трьох перелічених груп.

На рис. 477, 478 і 479 подані акустичні спектри деяких музикальних інструментів, добути за допомогою об'єктивного методу. По осі абсцис нанесені частоти, по осі ординат — відносні сили окремих скла-

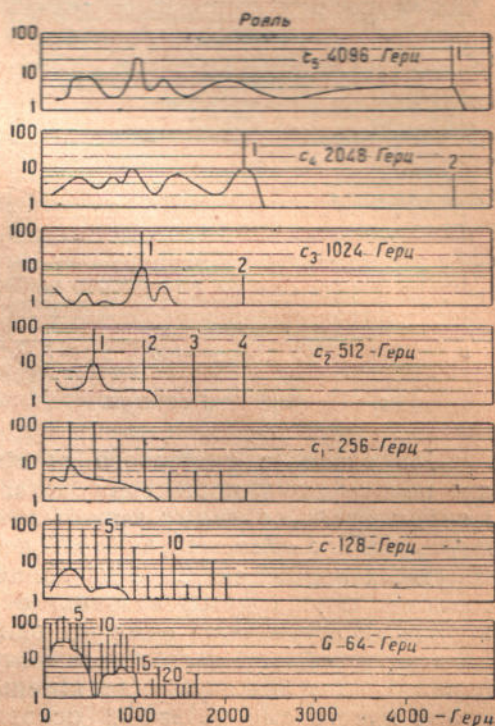


Рис. 477. Акустичний спектр рояля.

дових (в логарифмічному масштабі), виражені в процентах від сили найінтенсивнішої компоненти. Вертикальні штрихи зображують, отже, положення і силу окремих складових, які входять до складу складного звуку. В спектрах деяких з інструментів (рояль, щипкові інструменти), крім лінійчастого спектра, є ще й неперервний, який відповідає шумовому характерові звуку.

Звуки мови випромінюються голосовими зв'язками, коливання яких мають дуже складний характер. Завдяки резонансним властивостям порожнини глотки і головним чином порожнини рота характер звуку, випромінюваного зв'язками, зазнає різкої зміни: окремі компоненти, частоти яких наближаються до власних частот резонансних порожнин, підсилюються, і саме на них і зосереджується максимальна енергія випромінюваного звуку. Через те що власна частота порожнини визначається її розмірами і формою, очевидно, що положення максимально підсилюваних компонент визначається формою, яка надається порожнині рота при вимовлянні того чи іншого мовного звуку.

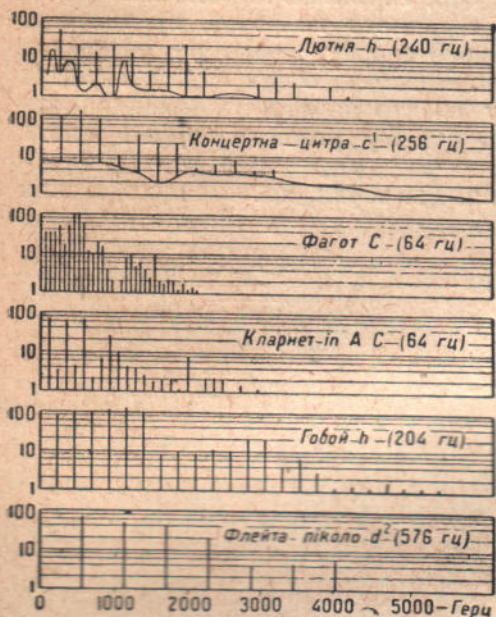


Рис. 478. Акустичні спектри.

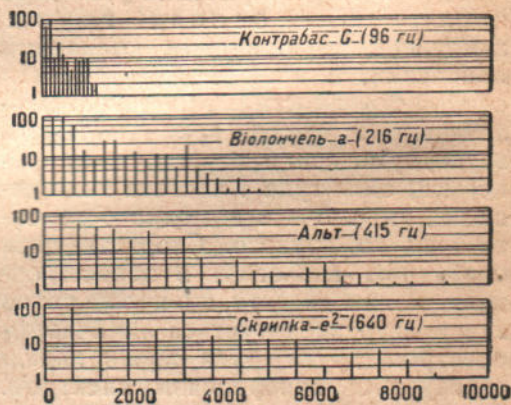


Рис. 479. Акустичні спектри.

Ми знаємо з щоденного досвіду, що кожному звукові мови відповідає певна форма порожнини рота, яка визначається положенням язика і губ; отже, кожному звукові мови відповідає одна або кілька характеристичних областей частот, які лежать поблизу власних частот резонуючих порожнин. Саме ця концентрація звукової енергії в певних (для голосних звуків дуже вузьких) областях частот і дає нам можливість відрізняти звуки мови один від одного; ці характерні для кожного мовного звука області частот називають формантами. Положення формант окремих голосних звуків (за німецькими даними) показано на рис. 480; двома хрестиками позначені основні (головні) форманти, одним хрестиком — другорядні форманти, які характеризують переважно індивідуальні особливості тембру.

Приголосні звуки, які своєю природою скорше наближаються до шумів, також характеризуються формантами; проте, формантні області тут ширші, ніж у голосних, охоплюючи значно ширший діапазон частот. Треба зауважити, що в процесі збудження окремих приголосних звуків беруть участь не тільки голосові зв'язки, а й самі резонансні порожнини: наприклад, при вимові приголосної *c* струмінь повітря продувається між язиком і зубами; цим і визначається її свистячий характер.

Для деяких приголосних форманти лежать в області дуже високих частот (наприклад, спектр приголосної *c* простягається до 13 000 герців).

Переходячи до шумів, фізична природа яких вивчена, на жаль, дуже мало, треба відмітити, що вони характеризуються неперервним спектром, який досягає дуже високих частот порядку 13 000 — 14 000 герців.

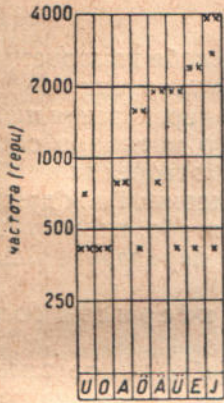


Рис. 480. Области частот, характерні для голосних звуків (форманти голосних звуків).

Як приклад на рис. 481 подано спектр шуму бунзенівського газового пальника.

§ 457. Спотворення. Одним з основних завдань сучасної технічної акустики є проблема неспотвореної передачі звука. З цією проблемою ми зустрічаємось у багатьох галузях сучасної техніки. В галузі радіомовної техніки ми маємо справу з передачею мови й музики; аналогічні завдання постають перед нами в грамофонній техніці і в техніці звукового кіно. Технічні засоби передавання звука опишемо нижче; тут же ми торкнемось лише найзагальніших вимог, яким повинна відповідати звукопередаюча апаратура.

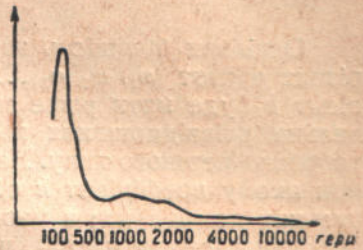


Рис. 481. Спектр шуму (бунзенівського газового пальника).

Основна вимога, яку ставить перед звуковим кінофільмом кожний радіослухач і кожний глядач, полягає в тому, щоб звуки були неспотвореними, тобто щоб мова була розбірлива, щоб індивідуальні відтінки голосу не губились при передачі, щоб усі особливості музичних інструментів можна було чітко розрізнити. Щоб додержати цієї умови, очевидно, необхідно вимагати, щоб характеристика різних звуків не змінювалася в процесі звукопередавання; інакше сказати, акустичні спектри оригінального й відтвореного звука не повинні відрізнятися один від одного. Порушення тотожності акустичних спектрів оригінального й відтвореного звуків ми називаємо спотворенням.

Різниця в акустичних спектрах оригінального й відтвореного звука може бути двоякого характеру. З одного боку, в процесі звукопередавання може бути порушене співвідношення між амплітудами окремих компонент передаваного звука: одні з них можуть здаватися ослабленими, інші, навпаки, підсиленими; може навіть статися, що деякі з компонент, наприклад, дуже високі, не будуть передані зовсім. З другого боку, в спектрі відтвореного звука можуть з'явитися зайві, „паразитні“ компоненти, яких немає в спектрі оригінального звука. Визначимо тепер фізичні умови, при яких можуть виникати ті й інші спотворення.

Уявимо собі, що в студії, звідки провадить радіопередачу, поставлено мікрофон (§ 465), що перетворює звукові хвилі, які доходять до нього, в електричні коливання; при цьому на мембрану мікрофона діє звуковий тиск, що періодично змінюється. При відтворенні радіопередачі вухо слухача сприйматиме випромінювані гучномовцем звукові хвилі, тобто на барабанну перетинку вуха також буде діяти періодичний тиск звукової частоти. Ми кажемо, що звукопередача буде неспотвореною в тому випадку, коли хід зміни звукового тиску на барабанну перетинку вуха точно відповідає ходові зміни звукового тиску на мембрану мікрофона. Якщо останній ми позначимо через $p_1(t)$, а періодичний тиск на барабанну перетинку — через $p_2(t)$, то умова неспотвореності звукопередачі буде така:

$$p_2(t) = kp_1(t), \quad (1)$$

при чому коефіцієнт пропорціональності k повинен бути сталою величиною, яка не дуже відрізняється від одиниці і не залежить ні від частоти коливань, ні від їх амплітуди.

Подивимось, що станеться в тому випадку, коли коефіцієнт k , який характеризує всю систему звукопередаючої апаратури, залежить від частоти:

$$k = f(\omega). \quad (2)$$

Оскільки більшість звуків є складними, включаючи в себе компоненти різних частот ($\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$), остільки для кожної з цих компонент коефіцієнт k буде мати різне значення; отже, в процесі звукопередавання правильне співвідношення компонент буде порушене, тобто матимемо спотворення першого типу. Найтипівшим випадком такого спотворення є той, при якому коефіцієнт k обертається в нуль, для дуже високих і для дуже низьких компонент; в цьому випадку ми маємо звуження, або, як кажуть, „зрізання“ смуги частот, чутих вухом; апаратура здатна передавати тільки обмежену частину цієї смуги.

Функцію (2) прийнято називати частотною характеристикою звукопередаючої апаратури.

Залежність коефіцієнта k від амплітуди коливань (або, що те саме, від величини тиску на мембрану мікрофона) приводить, як ми зараз побачимо, до спотворення другого типу.

Уявимо собі, що залежність коефіцієнта k від первинного тиску представлена у вигляді степеневого ряду:

$$k = \varphi(p_1) = a + bp_1 + cp_1^2 + \dots \quad (3)$$

Обмежимося, для спрощення викладок, першими двома членами ряду; тоді згідно з (1):

$$p_2 = (a + bp_1)p_1 = ap_1 + bp_1^2. \quad (4)$$

Припустимо тепер, що на мікрофон діють два коливання з частотами ω_1 і ω_2 :

$$p_1 = p_0 \sin \omega_1 t + p_0' \sin \omega_2 t. \quad (5)$$

Підставляючи це значення в рівняння (4), дістанемо:

$$p_2 = a(p_0 \sin \omega_1 t + p_0' \sin \omega_2 t) + b(p_0 \sin \omega_1 t + p_0' \sin \omega_2 t)^2.$$

Після нескладних перетворень це дає:

$$p_2 = \frac{b}{2}(p_0^2 + p_0'^2) + a(p_0 \sin \omega_1 t + p_0' \sin \omega_2 t) - \frac{b}{2}(p_0^2 \cos 2\omega_1 t + p_0'^2 \cos 2\omega_2 t) + bp_0 p_0' [\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t]. \quad (6)$$

З рівняння (6) ми бачимо, що в спектрі відтвореного звука містяться не тільки оригінальні компоненти з частотами ω_1 і ω_2 , а й компоненти з кратними частотами ($2\omega_1$ і $2\omega_2$) і з частотами, які виражаються через різницю і суму початкових частот ($\omega_1 - \omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$). Крім того, з'являється ще й стала складова. Таким чином, ми маємо тут спотворення другого типу. Якби ми брали до уваги в ряді (3) члени з більш високими степенями p_1 , ми дістали б у спектрі відтвореного звука паразитні компоненти з частотами вищої кратності; загальна формула таких паразитних частот має вигляд:

$$\omega_p = m\omega_1 \pm n\omega_2, \quad (7)$$

де m і n — нулі або цілі числа. Підставляючи в формулу (7) різні значення m і n , ми знайдемо цілу серію частот (табл. 31); коливання з кратними частотами ($2\omega_1, 3\omega_1, \dots, 2\omega_2, 3\omega_2, \dots$) називаються гармоніками, коливання ж з частотами, які виражаються через суму або різницю основних частот і їх гармонік, називаються комбінаційними коливаннями.

Таблиця 31.

$m \backslash n =$	0	1	2	3
0	—	ω_2	$2\omega_2$	$3\omega_2$
1	ω_1	$\omega_1 \pm \omega_2$	$\omega_1 \pm 2\omega_2$	$\omega_1 \pm 3\omega_2$
2	$2\omega_1$	$2\omega_1 \pm \omega_2$	$2\omega_1 \pm 2\omega_2$	$2\omega_1 \pm 3\omega_2$
3	$3\omega_1$	$3\omega_1 \pm \omega_2$	$3\omega_1 \pm 2\omega_2$	$3\omega_1 \pm 3\omega_2$

Спотворення цього типу, зумовлені нелінійною залежністю вторинного тиску (p_2) від первинного (p_1), називаються звичайно нелінійними спотвореннями; спотворення першого типу називають лінійними, бо, не зважаючи на залежність коефіцієнта k від частоти, залежність p_2 від p_1 залишається лінійною відносно p_1 , тобто для кожної частоти p_2 пропорціональне p_1 .

З фізичного погляду виникнення нелінійних спотворень зв'язане з тим, що принцип суперпозиції коливань (§ 132) втрачає силу для систем з нелінійним зв'язком; у цих системах додавання коливань зв'язане з виникненням нових коливань — комбінаційних і гармонічних.

Суб'єктивно лінійні і нелінійні коливання сприймаються різно. Лінійні спотворення розпізнаються як зміна тембру звука, нелінійні ж спотворення, які характеризуються виникненням чужих, дисгармонічних компонент, сприймаються як хриплість звука, яка переходить при сильному спотворенні в деренчання.

§ 458. **Звукове поле.** Переходячи до фізичної характеристики акустичних явищ, намітимо насамперед основні поняття, якими будемо користуватись, описуючи ці явища. Введемо спочатку поняття про звукове поле.

Звуковим полем ми називаємо область простору, в якому спостерігаються звукові коливання. Звукове поле можна вважати однозначно визначеним, якщо для кожної точки його і для кожного моменту часу ми можемо виміряти або обчислити яку завгодно з величин, які характеризують коливний процес. Ці величини можуть бути вибрані по-різному; маючи на увазі поздовжні звукові хвилі в рідині або в газі (§ 130), ми можемо вибрати одну з таких величин:

1) *зміщення* коливної частинки середовища, тобто вектор переміщення частинки з положення рівноваги;

2) миттєву *швидкість* коливного руху частинки;

3) надвишковий (звуковий) *тиск* в заданій точці звукового поля, тобто різницю миттєвого і середнього значень тиску в якійсь малій області рідини або газу;

4) надвишкову *густину* середовища, тобто різницю між миттєвим значенням густини в даній точці звукового поля і нормальною густиною середовища, не збуреного звуковими хвилями.

Вибір тієї або іншої величини, загалом кажучи, довільний, проте з міркувань практичних звичайно вибирають величини, найлегше вимірні. Такими величинами є швидкість коливного руху частинок і надвишковий (звуковий) тиск.

§ 459. **Плоскі і сферичні звукові хвилі.** Звукова хвиля, поширюючись в середовищі, може мати різну форму, залежно як від розмірів і форми джерела звука, так і від конфігурації навколишнього простору. У випадках, технічно найцікавіших, джерело звука (випромінювач) являє собою якусь поверхню, що коливається; такими є, наприклад, мембрана телефона або дифузор гучномовця (§ 464). Якщо таке джерело звука випромінює звукові хвилі у відкритий простір, то форма хвилі великою мірою залежить від відносних розмірів випромінювача; випромінювач, розміри якого великі порівняно до довжини звукової хвилі, випромінює звукову енергію в одному тільки напрямі, а саме в напрямі свого коливного руху; навпаки, випромінювач малого порівняно до довжини хвилі розміру випромінює звукову енергію по всіх напрямках. Форма хвильового фронту в першому і в другому випадках буде, очевидно, різною.

Розглянемо спочатку перший випадок. Уявимо собі жорстку плоску поверхню досить великого (порівняно до довжини хвилі) розміру, яка коливається в напрямі своєї нормалі. Рухаючись уперед, така поверхня утворює перед собою згущення, яке в наслідок пружності середовища буде поширюватися в напрямі зміщення випромінювача. Рухаючись назад, випромінювач утворює за собою розрідження, яке буде переміщуватися в середовищі вслід за початковим згущенням. При тривалому коливанні випромінювача ми спостережатимемо по обидва боки від нього звукову хвилю, яка характеризується тим, що всі частинки середовища, однаково віддалені від випромінюючої поверхні (при чому цю віддаль будемо відраховувати в напрямі нормалі до поверхні), роблять синфазні коливання з однаковою амплітудою (вважається, що випромінювач жорсткий). Таку хвилю ми називаємо плоскою. Рівняння найпростішої плоскої хвилі нам уже знайоме (§ 129); перепишемо його тут в такому вигляді:

$$\xi = a \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (8)$$

В цьому рівнянні введені такі позначення:

ξ — зміщення частинки середовища,

a — амплітуда коливання частинки,

ω — кутова частота коливань, тобто число коливань за 2π секунд,

t — час,

x — віддаль частинки від випромінюючої поверхні, виміряна в напрямі нормалі до цієї останньої,

c — швидкість звука.

З рівняння (8) неважко визначити швидкість коливного руху частинок середовища у плоскій звуковій хвилі: цю швидкість, очевидно, дістають диференціюванням зміщення ξ по часу; позначаючи, як звичайно прийнято, похідні по часу точками, напишемо:

$$\dot{\xi} = \frac{d\xi}{dt} = \omega a \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (9)$$

Знайдемо тепер надвишковий тиск у плоскій хвилі. Для цього виділимо мислено в звуковому полі плоскої хвилі якийсь циліндричний об'єм з перерізом, що дорівнює 1 см^2 ; вісь циліндра нехай збігається з напрямом поширення хвилі. На рис. 482 зображено поздовжній розріз нашого циліндра; виберемо в середині його малий шар, уміщений між перерізами з координатами x і $x + dx$. Оскільки площа перерізу циліндра дорівнює 1 см^2 , остільки виділений нами шар має об'єм dx , маса ж речовини, яка заповнює цей об'єм, дорівнює $\rho_0 dx$ (ρ_0 — середня густина середовища).

Коли всередині циліндра побіжить плоска хвиля, обраний нами шар в якийсь момент часу повинен буде зазнати об'ємної деформації (стиску або розширення) і зміститися вздовж осі циліндра; припустимо, що ліва грань нашого елемента об'єму змістилася на величину ξ , а права — на величину $\xi + d\xi$. Незавжди бачити, що в результаті цього зміщення об'єм обраного нами шару буде рівний $dx + d\xi$ (рис. 482). Якщо через ρ позначити миттєве значення густини середовища, то маса зміщеного шару дорівнюватиме $\rho(dx + d\xi)$; проте, за законом зберегання маси при зміщенні і деформації шару його маса не може змінитися, тобто ми повинні написати:

$$\rho_0 dx = \rho(dx + d\xi),$$

або

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{d\xi}{dx}\right),$$

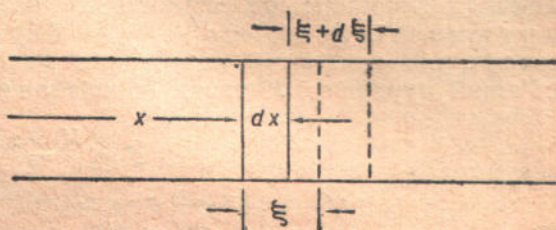


Рис. 482.

звідки

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 + \frac{d\xi}{dx}\right)^{-1}. \quad (10)$$

З цього рівняння ми можемо обчислити надвишковий тиск у плоскій звуковій хвилі; для цього треба тільки знайти залежність між тиском і густиною. В звуковій хвилі деформація елементів середовища відбувається настільки швидко, що теплота не встигає переходити від стиснених областей до більш розріджених; отже, стиснення і розширення газу або рідини відбуваються за адиабатичним законом, який для газу виражається рівнянням Пуассона (§ 235). Напишемо це рівняння в такому вигляді:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{P_0 + p}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma}. \quad (11)$$

Тут P є миттєве значення тиску, яке складається з середнього (нормального) тиску P_0 і надвишкового значення p ; γ є відношення питомих теплот. Підставляючи значення ρ/ρ_0 з рівняння (10) в рівняння Пуассона, напишемо:

$$1 + \frac{p}{P_0} = \left(1 + \frac{d\xi}{dx}\right)^{-\gamma}.$$

Обмежуючись малими коливаннями, при яких відносна об'ємна деформація $\frac{d\xi}{dx}$ невелика, ми можемо, розгорнувши праву частину написаного рівняння в біноміальний ряд, не взяти до уваги членів, які мають $\frac{d\xi}{dx}$ в степені вище першого; тоді матимемо:

$$1 + \frac{p}{P_0} = 1 - \gamma \frac{d\xi}{dx},$$

або, віднімаючи по одиниці й ізолюючи p ,

$$p = -\gamma P_0 \frac{d\xi}{dx}. \quad (12)$$

Диференціюючи ξ по x і підставляючи одержане значення в рівняння (12), знаходимо звуковий тиск у плоскій хвилі:

$$p = \frac{\kappa P_0}{c} \omega a \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (13)$$

Зіставляючи рівняння (12) з формулою (4) розділу VI (§ 99), ми бачимо, що величина κP_0 є відношення тиску до утворюваної ним відносної об'ємної деформації; це відношення називається модулем об'ємної пружності. З другого боку, з формули (31) розділу VII (§ 131) ми знаємо, що швидкість поздовжніх хвиль зв'язана з адіабатним модулем об'ємної пружності K таким співвідношенням:

$$c^2 = \frac{K}{\rho_0} = \frac{\kappa P_0}{\rho_0}. \quad (14)$$

Підставляючи значення κP_0 з формули (14) в рівняння (13), перепишемо останнє в такому вигляді:

$$p = \rho_0 c \cdot \omega a \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (15)$$

Зіставляючи це рівняння з рівнянням (9), яке визначає швидкість коливного руху частинок у плоскій хвилі, ми можемо зробити такі висновки:

- 1) тиск і швидкість частинок у плоскій хвилі змінюються синфазно;
- 2) відношення миттєвого тиску до швидкості частинок залежить тільки від властивостей середовища:

$$\frac{p}{\xi} = \rho_0 c. \quad (16)$$

Остання величина носить назву акустичного опору середовища.

Говорячи про плоску хвилю, необхідно ще відмітити такий важливий момент. З рівнянь (8), (9) і (15) видно, що амплітудні значення зміщення (a), швидкості (ωa) і тиску ($\rho_0 c \omega a$) не змінюються з віддаллю від джерела звука. Це є наслідком того, що звукова енергія переміщується в одному тільки напрямі, не розходячись в сторони. Насправді, проте, справа стоїть трохи інакше, бо через наявність внутрішнього тертя між частинками середовища якась частина енергії необоротно переходить у тепло, так що амплітуда коливань з віддаллю зменшується. Проте, здебільшого зменшення це незначне.

Розглянемо тепер коротенько випадок сферичної хвилі.

Коли розміри випромінюючої поверхні стають малими порівняно з довжиною хвилі, хвильовий фронт помітно викривляється. Це буває тому, що енергія коливань поширюється по всіх напрямках від випромінювача. Явище можна найкраще зрозуміти на такому простому прикладі. Уявимо собі, що на поверхню води впала довга колода: хвилі від неї йдуть паралельними рядами в обидві сторони. Інше спостерігатимемо, коли в воду кинути невеликий камінь: при цьому хвилі поширюються концентричними колами. Колода велика порівняно з довжиною хвилі на поверхні води; паралельні ряди хвиль, що йдуть від колоди, являють собою наочну модель плоскої хвилі. Камінь же має невеликі розміри; круги, що розходяться від місця його падіння, дають нам модель сферичної хвилі. Неважко зрозуміти, що при поширенні сферичної хвилі поверхня хвильо-

вого фронту зростає з квадратом його радіуса. При сталій потужності джерела звука енергія, що протікає через кожний квадратний сантиметр сферичної поверхні радіуса r , обернено пропорційна r^2 . Через те що енергія коливань пропорційна квадратові амплітуди (§ 119), ясно, що амплітуди коливань у сферичній хвилі повинні меншати з першим степенем віддалі від джерела звука. Рівняння сферичної хвилі має, отже, такий вигляд:

$$\xi = \frac{a}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right). \quad (17)$$

Обчислення швидкості частинок і звукового тиску в сферичній хвилі показує, що на близьких від випромінювача віддалях тиск випереджує по фазі швидкість на якийсь кут, що залежить як від довжини хвилі, так і від віддалі до випромінювача. Значення цього з'ясується нижче, при розгляді акустичних випромінювачів.

§ 460. Швидкість звука. Формула (14) попереднього параграфу має назву формули Лапласа. Перепишемо її в такому вигляді:

$$c = \sqrt{\frac{\kappa P_0}{\rho_0}}. \quad (18)$$

Ця формула визначає швидкість поздовжніх звукових хвиль в ідеальному газовому середовищі. Тиск P_0 може бути виражений через абсолютну температуру T газу і об'єм ν грамолекули газу:

$$P_0 = \frac{RT}{\nu} \quad (19)$$

(тут R — універсальна газова стала). З другого боку, густина газу ρ_0 може бути виражена через його молекулярну вагу M (§ 145):

$$\rho_0 = \frac{M}{\nu}. \quad (20)$$

Останнє співвідношення стане очевидним, якщо зміркувати, що $\rho_0 \nu$ є маса грамолекули газу, чисельно рівна молекулярній вазі цього газу. Підставляючи значення P_0 і ρ_0 у формулу Лапласа, знаходимо для швидкості звука:

$$c = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M}}. \quad (21)$$

Звідси видно, що швидкість звука в газі не залежить від його тиску і пропорційна квадратному кореневі з абсолютної температури.

Подаємо нижче коротке зведення даних про швидкість звука в різних газах при температурі 0°C :

Повітря	$3,31 \cdot 10^4$ см/сек
Кисень	$3,15 \cdot 10^4$ "
Водень	$12,63 \cdot 10^4$ "
Вуглець II-оксид	$3,36 \cdot 10^4$ "
Вуглекислота	$2,58 \cdot 10^4$ "

§ 461. Сила звука. Густина звукової енергії. Силою звука у прохідній (тобто не стоячій) хвилі називається кількість енергії, що кожної секунди протікає через 1 см^2 площинки, перпендикулярної до напрямку поширення хвилі.

Обчислення сили звука в найпростішій плоскій хвилі не являє особливих труднощів. Виділимо на якійсь віддалі x від джерела звука площинку в 1 см^2 , перпендикулярну до напрямку хвилі. Сила, що діє на цю

площинку в певний момент часу t , чисельно дорівнює p ; якщо ξ є швидкість частинок на нашій площинці в той самий момент часу t , то робота сили за час dt дорівнюватиме:

$$dA = p \dot{\xi} dt = \frac{p^2}{\rho_0 c} dt.$$

За певний проміжок часу, рівний, припустимо, періодові T коливання, сили надвишкового тиску виконують роботу:

$$A_T = \int_0^T dA = \frac{1}{\rho_0 c} \int_0^T p^2 dt.$$

Написаний інтеграл дає, очевидно, величину енергії, яка протікає через нашу площинку за час T секунд; щоб визначити силу звука, ми повинні обчислити кількість енергії, яка щосекундно протікає через площинку, тобто розділити одержаний вище результат на T . Позначимо силу звука через I ; згідно із сказаним маємо:

$$I = \frac{A_T}{T} = \frac{1}{\rho_0 c} \frac{\int_0^T p^2 dt}{T}. \quad (22)$$

Якщо, згідно з рівнянням (15), написати для тиску в плоскій хвилі рівняння

$$p = p_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

і підставити це рівняння в формулу (22), то після нескладних викладок дістаємо такий результат:

$$I = \frac{p_0^2}{2\rho_0 c}. \quad (23)$$

Цей результат правильний і для сферичної хвилі. Проте, необхідно пам'ятати, що амплітуда тиску в сферичній хвилі обернено пропорційна віддалі від джерела звука, а через те що сила звука пропорційна квадратові амплітуди тиску, то очевидно, що звук у сферичній хвилі послаблюється з квадратом віддалі. Цей вивід добре відомий з елементарного курсу фізики. У плоскій же хвилі, якщо не брати до уваги необоротних процесів, звук з віддаллю не послаблюється.

Дане на початку цього параграфа означення сили звука втрачає свій зміст для стоячої хвилі (§ 134). Справді, якщо амплітуди тиску в прямій і відбитій хвилі рівні між собою, то через площинку, поставлену перпендикулярно до осі хвилі, протікають у протилежних напрямках рівні кількості енергії. Тому результуючий потік енергії через площинку дорівнює нулеві. В цьому випадку доцільніше користуватись поняттям густини звукової енергії, тобто енергії, що міститься в 1 см^3 звукового поля. Для обчислення густини звукової енергії в полі плоскої прохідної хвилі уявимо собі циліндричний об'єм з перерізом в 1 см^2 і з довжиною, чисельно рівною швидкості звука c ; вісь циліндра нехай збігається з напрямом поширення хвилі. Ясно, що загальна кількість енергії, яка міститься всередині циліндра, чисельно дорівнює силі звука I ; з другого боку, при перерізі в 1 см^2 об'єм циліндра чисельно дорівнює c ; отже, густина E звукової енергії дорівнюватиме:

$$E = \frac{I}{c}. \quad (24)$$

§ 462. Відбиття плоскої звукової хвилі і перехід її з одного середовища в друге. Закони відбивання і заломлення звукових хвиль цілком подібні до законів відбивання і заломлення світла (§ 473 і 474). При відбиванні звукової хвилі кут, утворюваний напрямом хвилі з нормаллю до відбиваючої поверхні (кут падання), дорівнює кутіві, утворюваному напрямом відбитої хвилі з цією ж нормаллю (кутові відбивання); далі, кут падання і кут заломлення (при переході звукової хвилі з одного середовища в друге) зв'язані між собою співвідношенням (рис. 483):

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{c_1}{c_2}, \quad (25)$$

де c_1 і c_2 — швидкості звука у першому і другому середовищі.

Кількісна сторона явища з'ясовується з таких міркувань.

Неважко бачити, що поверхня розділу двох середовищ одночасно належить і першому і другому середовищам. Отже, обчислення звукового тиску на цій поверхні повинне дати той самий результат, незалежно від того, до якого середовища віднести поверхню розділу. Відносячи її до першого середовища, ми повинні написати для тиску суму $p_1 + p_r$, де p_1 — тиск у падаючій хвилі, а p_r — тиск у відбитій хвилі; відносячи поверхню розділу до другого середовища, ми напишемо для тиску вираз p_2 (тиск у хвилі, що пройшла в друге середовище). На поверхні розділу повинна, згідно із сказаним, задовольнятися умова:

$$p_1 + p_r = p_2. \quad (26)$$

Аналогічне рівняння повинне бути написане і для проекцій швидкостей коливного руху частинок на напрям нормалі до відбиваючої поверхні:

$$\xi_1 \cos \theta_1 + \xi_r \cos \theta_1 = \xi_2 \cos \theta_2 \quad (27)$$

(бо $\theta_r = \theta_1$; рис. 483). Але у плоскій хвилі

$$p_1 = \rho_1 c_1 \dot{\xi}_1; \quad p_r = -\rho_1 c_1 \dot{\xi}_r; \quad p_2 = \rho_2 c_2 \dot{\xi}_2$$

(знак мінус в другому рівнянні відповідає зміні знака швидкості у відбитій хвилі). Комбінуючи останні три рівності з рівняннями (26) і (27), можна знайти відношення тисків у відбитій і в тій, що пройшла, хвилі до тиску в падаючій хвилі:

$$\frac{p_r}{p_1} = \frac{c_2 \rho_2 \cos \theta_1 - c_1 \rho_1 \cos \theta_2}{c_2 \rho_2 \cos \theta_1 + c_1 \rho_1 \cos \theta_2}, \quad (28)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2c_2 \rho_2 \cos \theta_1}{c_2 \rho_2 \cos \theta_1 + c_1 \rho_1 \cos \theta_2}. \quad (29)$$

При нормальному паданні плоскої хвилі на поверхню розділу двох середовищ $\theta_1 = \theta_r = \theta_2 = 0$, і написані вирази спрощуються:

$$\frac{p_r}{p_1} = \frac{c_2 \rho_2 - c_1 \rho_1}{c_2 \rho_2 + c_1 \rho_1}, \quad (28a)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2c_2 \rho_2}{c_2 \rho_2 + c_1 \rho_1}. \quad (29a)$$

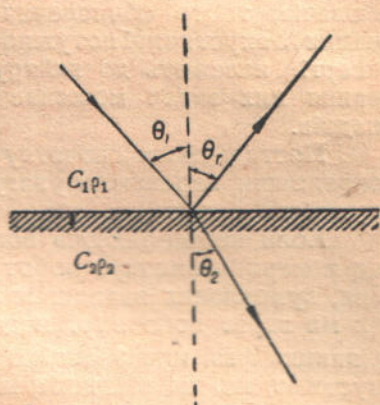


Рис. 483.

З наведених формул можна обчислити коефіцієнти відбивання і проникнення звуку, тобто відношення сил звуків у відбитій і в тій, що пройшла, хвилі до сили звуку в хвилі падаючій. Для цього досить скористуватися формулами (28) і (29) і одночасно формулою (23), яка визначає силу звуку через амплітуду тиску в звуковій хвилі. Для коефіцієнта відбиття дістаємо:

$$\alpha = \frac{I_r}{I_1} = \left(\frac{p_r}{p_1}\right)^2 = \frac{(c_2\rho_2 \cos \theta_1 - c_1\rho_1 \cos \theta_2)^2}{(c_2\rho_2 \cos \theta_1 + c_1\rho_1 \cos \theta_2)^2}, \quad (30)$$

а для коефіцієнта проникнення:

$$\beta = \frac{I_2}{I_1} = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^2 = \frac{4\rho_1 c_1 \rho_2 c_2 \cos^2 \theta_1}{(c_2\rho_2 \cos \theta_1 + c_1\rho_1 \cos \theta_2)^2}. \quad (31)$$

§ 463. Акустичні випромінювачі. Рупори. Одним з найважливіших завдань, що стоять перед теорією звуку, є розрахунок акустичних випромінювачів, тобто обчислення утворюваного ними звукового поля і визначення їх акустичної потужності. Задачі, зв'язані з випромінюванням звукової енергії, належать до найтрудніших задач математичної фізики; розв'язування цих задач можливе тільки для порівняно невеликої кількості випадків.

Постараємося спочатку розібратися в загальних співвідношеннях, зосередивши переважно увагу на факторах, які визначають акустичну потужність випромінювача.

Коли випромінююча поверхня віддає енергію в зовнішнє середовище, ця поверхня виконує роботу проти реакції звукового поля, тобто проти сил, зумовлених надвишковим тиском у випромінюваній хвилі. При цьому, як ми зараз побачимо, надзвичайно важливе значення має питання про різницю фаз між реакцією поля P_R і швидкістю випромінювача $\dot{\xi}$. Припустимо, що ця різниця фаз не дорівнює нулеві, але що реакція поля випереджує швидкість на якийсь кут φ :

$$P_R = P_{0R} \sin \omega t, \quad (32)$$

$$\dot{\xi} = \dot{\xi}_0 \sin(\omega t - \varphi). \quad (33)$$

Робота, виконувана випромінюючою поверхнею за час dt , дорівнює

$$dA = P_R \dot{\xi} dt.$$

Потужність, що її віддає випромінювач у звукове поле (тобто енергія, що кожної секунди витрачається на утворення звукових хвиль), визначається середнім значенням інтеграла роботи за якийсь проміжок часу, наприклад, за період коливання T ; отже, для акустичної потужності випромінювача ми можемо написати:

$$W_{ak} = \frac{1}{T} \int_0^T P_R \dot{\xi} \cdot dt = \frac{P_{0R} \dot{\xi}_0}{T} \int_0^T \sin \omega t \cdot \sin(\omega t - \varphi) dt = \frac{P_{0R} \dot{\xi}_0}{2} \cos \varphi. \quad (34)$$

Одержаний вираз аналогічний тому, який дістаємо для потужності змінного струму в колі, де електрорушійна сила випереджує струм на кут φ (§ 364). З формули (34) ми бачимо, що різниця фаз між реакцією поля і швидкістю випромінювача грає дуже важливу роль: чим менший фазовий кут φ , тим більша акустична потужність випромінювача, який коливається з заданою амплітудою швидкості.

Фазові співвідношення між реакцією звукового поля і швидкістю випромінювача можуть бути наочно показані з допомогою векторної діа-

грами, аналогічної векторним діаграмам змінного струму (§ 360). Зобразимо реакцію поля і швидкість випромінювача у вигляді векторів, які утворюють кут φ (рис. 484); як видно з діаграми, швидкість випромінювача може бути розкладена на дві компоненти, одна з яких збігається по фазі з реакцією поля, друга ж відстає від неї на чверть періоду. Формула (34) показує, що активною швидкістю є лише перша компонента ($\xi_0 \cos \varphi$); друга компонента ($\xi_0 \sin \varphi$) є реактивною, тобто вона не бере участі в процесі передавання енергії випромінювача в звукове поле.

Одним з важливих понять теорії акустичного випромінювача є поняття про імпеданс випромінювання. Імпеданцем випромінювання називається відношення реакції звукового поля до швидкості випромінювача:

$$Z_R = \frac{P_R}{\dot{\xi}} \quad (35)$$

З рис. 484 бачимо, що вектор швидкості випромінювача може бути представлений в комплексній формі:

$$\dot{\xi}_0 = \dot{\xi}_{01} - j\dot{\xi}_{02}$$

(тут $\dot{\xi}_{01} = \dot{\xi}_0 \cos \varphi$, $\dot{\xi}_{02} = \dot{\xi}_0 \sin \varphi$, $j = \sqrt{-1}$). Представляючи імпеданс випромінювання у вигляді комплексного відношення амплітуд, запишемо:

$$Z_R = \frac{P_{0R}}{\dot{\xi}_{01} - j\dot{\xi}_{02}} = \frac{P_{0R}(\dot{\xi}_{01} + j\dot{\xi}_{02})}{\dot{\xi}_{01}^2 + \dot{\xi}_{02}^2} = \frac{P_{0R}}{\dot{\xi}_0^2} (\dot{\xi}_0 \cos \varphi + j\dot{\xi}_0 \sin \varphi) = R + jX, \quad (36)$$

де

$$R = \frac{P_{0R}}{\dot{\xi}_0} \cos \varphi, \quad (36a)$$

$$X = \frac{P_{0R}}{\dot{\xi}_0} \sin \varphi. \quad (36b)$$

Величини R і X є активною і реактивною компонентами імпеданса випромінювання; активна компонента (R) називається опором випромінювання, реактивна компонента (X) — реактанцем випромінювання. Визначаючи P_{0R} з формули (36a) і підставляючи це значення у формулу акустичної потужності (34), знаходимо:

$$W_{ak} = \frac{\dot{\xi}_0^2}{2} R. \quad (37)$$

З цієї формули видно, що при заданій амплітуді швидкості випромінювача величиною, яка визначає акустичну потужність, є опір випромінювання. Отже, опір випромінювання є корисним навантаженням випромінювача. Навпаки, реактанс випромінювання є навантаженням некорисним і навіть більше того — шкідливим; справді, якщо прикладена до випромінювача зовнішня (рушійна) сила зрівноважується реакцією поля, то наявність відмінного від нуля реактанса тільки зменшує швидкість випромінювача і, отже, знижує потужність, яку він віддає в звукове поле. Це стане зрозумілим, якщо ми формулу (35) перепишемо в такому вигляді:

$$\dot{\xi} = \frac{P_R}{Z_R} = \frac{P_R}{R + jX}.$$

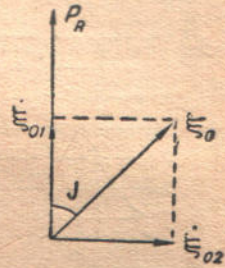


Рис. 484.

На підставі введених вище понять легко уявити собі значення розмірів випромінювача. Коли випромінювач має розміри більші порівняно з довжиною хвилі, він випромінює, як ми вже знаємо (§ 459), плоску хвилю, в якій тиск і швидкість збігаються по фазі; в наслідок цього реакція поля і швидкість випромінювача збігаються по фазі і, таким чином, реактанц випромінювання обертається в нуль, опір же випромінювання дорівнює площі випромінювача S , помноженій на акустичний опір середовища:

$$R = \rho_0 c S. \quad (38)$$

Навпаки, якщо випромінювач малий порівняно з довжиною хвилі, то він випускає сферичну хвилю, в якій тиск і швидкість не збігаються по фазі; при цьому, як видно з формул (36a) і (36b), реактанц випромінювання великий, опір випромінювання малий.

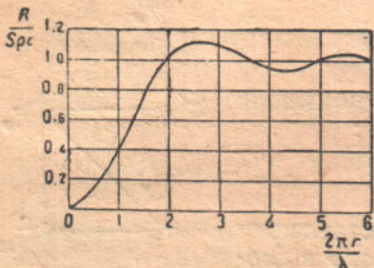


Рис. 485.

Як приклад на рис. 485 подано опір випромінювання жорсткого плоского диска, який коливається в нескінченно протяжній стіні, залежно від відносних розмірів диска. З кривої видно, що, коли радіус диска (r) великий порівняно з довжиною хвилі, опір випромінювання близько збігається з величиною, що її дає формула (38); опір же випромінювання малого диска швидко меншає

в міру збільшення довжини хвилі. Спадаюча частина кривої рис. 485 може бути досить точно представлена наближеною формулою:

$$R = \frac{\rho_0}{2\pi c} \omega^2 S^2. \quad (39)$$

Із сказаного стає зрозумілою невідгідність випромінювачів малого розміру. Слід, проте, пам'ятати, що випромінювачі великого розміру мають ту істотну незручність, що їх маса досить значна, і, значить, щоб надати їм коливного руху з потрібною амплітудою, необхідно прикладати дуже великі сили. Тому з технічного погляду бажано поставити випромінювач малого розміру в умови найвідгіднішого акустичного режиму.

Це завдання може бути розв'язане з допомогою спеціального пристрою, який сполучає випромінювач з вільним простором, а саме з допомогою рупора. Рупор являє собою трубу, яка поступово розширюється і в вузькому кінці (в горлі) якої коливається випромінювач. Цупкі стінки рупора не дають звуковій хвилі „розповзатися“ в сторони; отже, фронт хвилі зберігає більш або менш плоску форму, в наслідок чого фазовий кут між тиском і швидкістю близький до нуля; цим і визначається вигідність акустичного режиму всередині рупора. Звукова хвиля виходить у вільний простір в прикінцевому перерізі (усті) рупора, який повинен мати досить великі (порівняно з максимальною величиною хвилі) розміри; тут фронт хвилі має площу, достатню для того, щоб можливість „розповзання“ хвилі була виключена.

Неважко розв'язати також і питання про оптимальну форму рупора, якої треба надати йому для того, щоб найкраще забезпечити плоску форму хвильового фронту. Очевидно, що небезпека „розповзання“ хвилі визначається крутизною розширення рупора, іншими словами — швидкістю зміни перерізу рупора з віддаллю від початкового його перерізу. Природно вимагати, щоб швидкість зростання перерізу рупора була тим менша, чим меншу площу має в цій ділянці рупора фронт хвилі; для цього потрібно, щоб швидкість зростання перерізу рупора $\frac{dS}{dx}$ була в кожній

дільниці пропорціональна площі перерізу S ; умова

$$\frac{dS}{dx} = mS$$

(m — коефіцієнт пропорціональності) одразу приводить до рівняння оптимальної форми рупора. Розділяючи змінні, знаходимо:

$$\frac{dS}{S} = m dx,$$

або, інтегруючи,

$$S = S_0 e^{mx}. \quad (40)$$

Тут S_0 є довільна константа інтеграції, яка (константа) визначає початковий переріз рупора; величина m називається показником розширення. Рупори, форма яких визначається рівнянням (40), мають назву експоненціальних. На рис. 486 зображено експоненціальний рупор і наведено залежність опору випромінювання його від частоти. Зіставляючи криві, подані на рис. 485 і 486, ми переконуємось в акустичних перевагах, зв'язаних з застосуванням рупорів.

§ 464. Гучномовці. Найпоширенішим типом акустичного випромінювача є гучномовець, який перетворює електричні коливання звукової частоти в звукові хвилі. Це перетворення відбувається з допомогою випромінюючої поверхні, яку приводять в коливання електричним способом. Залежно від природи сили, яка змушує випромінюючу поверхню коливатися, розрізняють електромагнітні, електродинамічні і електростатичні гучномовці. Залежно від способу звуковіддачі гучномовці діляться на дифузорні, в яких випромінювач (дифузор) віддає звукову енергію безпосередньо у вільний простір, і рупорні, в яких випромінювання звукових хвиль здійснюється з допомогою рупора, звичайно експоненціального.

З погляду відсутності спотворень до гучномовця треба ставити такі вимоги:

1) лінійність роботи, тобто лінійна залежність між силою, яка діє на випромінюючу поверхню, і підводжуваним до гучномовця струмом або напругою;

2) рівність частотної характеристики, тобто незалежність віддачі гучномовця від частоти відтворюваних коливань в досить широкому діапазоні звукових частот.

З дифузорних гучномовців найбільше поширення мають тепер електродинамічні гучномовці. Будова їх така (рис. 487): з випромінюючою поверхнею цупко зв'язується провідник (найчастіше у формі многовиткової катушки), уміщений в полі потужного електромагніта; при пропусканні через провідник змінного

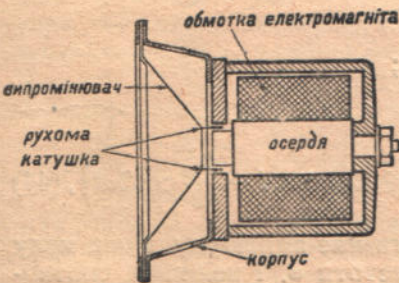


Рис. 487. Схема будови гучномовця електродинамічного типу.

струму I звукової частоти на провідник діє періодична сила, пропорціональна струмові:

$$F = BI \quad (41)$$

(де B — магнітна індукція, l — довжина провідника). Під дією цієї сили провідник, а значить, і зв'язана з ним випромінююча поверхня роблять змушені коливання з частотою струму, який пропускають.

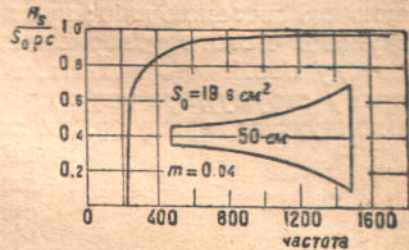


Рис. 486. Експоненціальний рупор.

Щодо лінійності роботи, то електромагнітні й електростатичні гучномовці поступаються перед гучномовцями електродинамічного типу; електромагнітні гучномовці мають ще й ту серйозну хибу, що власна частота їх коливної системи обов'язково лежить в діапазоні передаваних частот, а це дуже погіршує частотну характеристику цих гучномовців.

Електромагнітний гучномовець являє собою, як це схематично показано на рис. 488, постійний магніт, який притягає до себе зв'язаний з випромінюючою системою якір; при пропусканні через катушку гучномовця струму звукової частоти утворюваний струмом магнітний потік або додається до потоку постійного магніта, або віднімається від нього (залежно від напрямку струму), при чому діюча на якір сила відповідно збільшується або зменшується, примушуючи якір, а отже, і зв'язаний з ним випромінювач коливатися. Наявність постійного магніта викликана тим, що залежність діючої на якір сили F від магнітного потоку Φ квадратична (§ 327):

$$F = \frac{1}{8\pi S} \Phi^2 \quad (42)$$

(S — поперечний переріз магнітного потоку); в наслідок цього зміна сили при відсутності сталої складової магнітного потоку відбувалася б з подвійною частотою. Справді, нехай через катушку гучномовця без постійного магніта протікає синусоїдальний змінний струм і магнітний потік через якір змінюється за рівнянням:

$$\Phi = \Phi_m \sin \omega t;$$

підставляючи це значення в рівняння (42), дістанемо:

$$F = \frac{1}{8\pi S} \Phi_m^2 \sin^2 \omega t = \frac{\Phi_m^2}{16\pi S} (1 - \cos 2\omega t), \quad (43)$$

тобто сила F розпадається на сталу складову і змінну складову подвійної частоти. Якщо ж ввести, крім змінного, ще й постійний магнітний потік (Φ_0) від постійного магніта, то

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_m \sin \omega t;$$

при цьому

$$F = \frac{1}{8\pi S} (\Phi_0 + \Phi_m \sin \omega t)^2 = \frac{1}{8\pi S} \left(\Phi_0^2 + \frac{\Phi_m^2}{2} + 2\Phi_0\Phi_m \sin \omega t - \frac{\Phi_m^2}{2} \cos 2\omega t \right), \quad (44)$$

і якщо $\Phi_0 \gg \Phi_m$, то складова подвійної частоти має амплітуду, дуже малу порівняно з амплітудою складової основної частоти ω , і нелінійні спотворення, які вносяться гучномовцем, невеликі.

Через те що при наближенні якоря до магніта діюча на нього сила зростає, то, щоб запобігти „прилипанню“ якоря до полюса, доводиться вводити велику вертаючу силу, наприклад, виготовляючи якір у вигляді заправленої одним кінцем балочки. При цьому, як ми вже знаємо, власна частота якоря збільшується і, попадаючи в робочий діапазон звукових частот, зумовлює виникнення лінійних спотворень (гучномовець передає резонансні частоти з перебільшено великою амплітудою).

Такі ж міркування можна застосувати і до електростатичного гучномовця, в якому випромінююча поверхня зроблена у вигляді мембрани, що

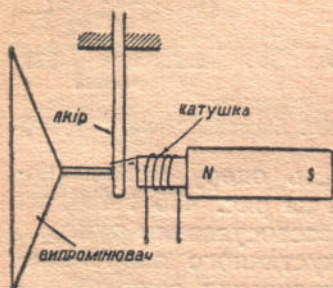


Рис. 488. Схема будови гучномовця електромагнітного типу.

е однією з обкладок повітряного конденсатора; на обкладки подається змінна напруга звукової частоти і, крім того, для зменшення нелінійних спотворень подається ще й велика стала напруга. Сила F , діюча на мембрану, при накладанні на обкладки напруги V визначається формулою:

$$F = \frac{S}{8\pi d^2} V^2, \quad (45)$$

де S — поверхня кожної з обкладок, d — віддаль між ними. Порівнюючи це рівняння з рівнянням (42), неважко помітити, що, оскільки залежність F від V квадратична, остільки без сталої напруги гучномовець буде подвоювати частоту. Щоб усунути резонанс мембрани електростатичних гучномовців, її туго натягують, подібно до того як це роблять в конденсаторних мікрофонах.

§ 465. Перетворення звукових коливань на електричні. Мікрофони. Прилади, призначені для перетворення звукових коливань на електричні, називають мікрофонами. З погляду електроакустики робота мікрофона характеризується коефіцієнтом перетворення, який можна визначити як відношення електрорушійної сили \mathcal{E} , яка розвивається мікрофоном, до тиску у звуковій хвилі p_1 , що доходить до мікрофона:

$$k_x = \frac{\mathcal{E}}{p_1}. \quad (46)$$

Щоб мікрофон не вносив у передачу ні лінійних, ні нелінійних спотворень, його коефіцієнт перетворення повинен залишатися сталим у широкому діапазоні звукових частот (практично в границях від 50 до 10 000 герців), і крім того коефіцієнт перетворення повинен бути однаковий для всіх амплітуд звука. Важлива також абсолютна величина цього коефіцієнта: очевидно, що чим ця величина більша, тим мікрофон чутливіший.

Широке практичне застосування мають мікрофони трьох основних типів: 1) вугільні, в яких під дією тиску у звуковій хвилі змінюється опір вугільного порошку, а, отже, і величина струму, що протікає через мікрофон від батареї; 2) конденсаторні, в яких змінюється ємність мікрофона, а, отже, і запасений заряд; 3) електродинамічні, в яких звукова хвиля коливає підвішений в магнітному полі провідник, утворюючи на його затискачах змінну електрорушійну силу.

Типовим представником першого типу є звичайний телефонний мікрофон (рис. 489), в якому приймальним органом є вугільна мембрана, затиснута по краях у капсули. Проти мембрани (позаду неї) розміщена вугільна колодка, а проміжок між мембраною і колодкою заповнений вугільним порошком. Мікрофон вмикають у коло джерела струму (місцевого або центрального), при чому під дією коливань мембрани в звуковому полі порошок зазнає тиску, що періодично змінюється; через те змінюється опір мікрофона і величина струму, що протікає через мікрофон. Для високоякісної передачі такий мікрофон непридатний: поперше, через резонансні властивості мембрани частотна характеристика мікрофона дуже нерівна (рис. 490); подруге, мікрофон вносить досить значні нелінійні спотворення (§ 457).

В радіопередачі застосовується далеко досконаліший мікрофон Рейсса, в якому мембрани немає і звукові хвилі безпосередньо діють на вугільний порошок, захищений від висипання лише тонкою гумовою

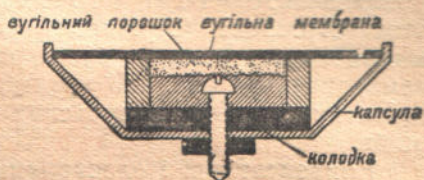


Рис. 489. Схема будови телефонного мікрофона.

плівкою. Частотна характеристика мікрофона Рейсса зображена на рис. 490 пунктирною кривою¹⁾.

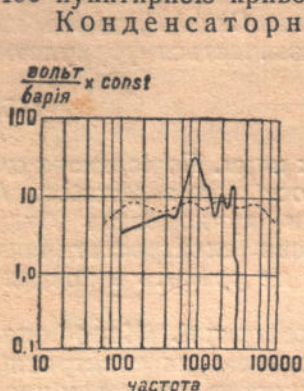


Рис. 490. Зміна з частотою коефіцієнта перетворення телефонного мікрофона (суцільна крива) і мікрофона Рейсса (пунктирна крива).

Конденсаторний мікрофон являє собою тонку дуралюмінієву мембрану, туго натягнуту проти металічної пластинки. Мембрана і пластинка утворюють повітряний конденсатор, ємність якого змінюється при коливаннях мембрани у звуковому полі. Як видно з схеми вмикання (рис. 491), у мікрофонному колі тече при цьому змінний (зарядний і розрядний) струм, форма якого відповідає кривій коливань тиску у звуковій хвилі. Змінна напруга на затискачах високоомного опору, послідовно увімкненого з батареєю і мікрофоном, подається для підсилення на сітку першої лампи підсилювача, перші каскади якого монтується разом з мікрофоном. Вплив резонансу мембрани усувається великим натягом її, внаслідок якого частота її власного коливання доводиться до значення, більшого за 10 000 герців, тобто виводиться за межі робочого діапазону частот.

Частотна характеристика такого мікрофона подана на рис. 492.

Електродинамічні мікрофони базуються, як уже сказано, на індуктуванні електрорушійної сили у провіднику, який переміщується в магнітному полі. Рухомим провідником у мікрофонах електродинамічного типу є або тонка рифлена стрічечка (стрічковий мікрофон) або циліндрична катушка, цупко скріплена з рухливою мембраною. На рис. 493 показана частотна характеристика одного з сучасних стрічкових мікрофонів.

Конденсаторні і електродинамічні мікрофони тепер найдосконаліші і широко застосовуються в радіотехніці, в техніці звукового кіно, в лабораторних дослідженнях тощо.

§ 466. Запис і відтворення звука. Сучасна технічна акустика має цілий ряд способів, за допомогою яких звук, сприйнятий мікрофоном і перетворений ним на електричні коливання, може бути записаний і потім

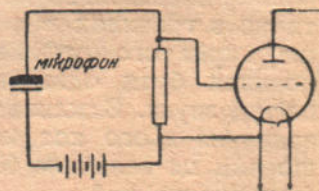


Рис. 491. Схема вмикання конденсаторного мікрофона.

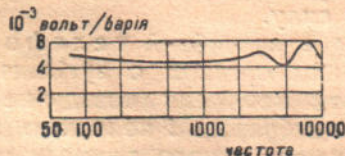


Рис. 492. Коефіцієнт перетворення конденсаторного мікрофона як функція частоти.

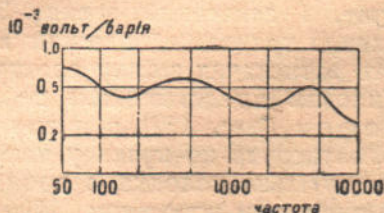


Рис. 493. Коефіцієнт перетворення стрічкового (електродинамічного) мікрофона як функція частоти.

відтворений. Не зважаючи на велику різноманітність цих способів, вони можуть бути зведені до трьох основних груп, різних між собою щодо вибору матеріалу, який є носієм звукового запису (фонограми).

¹⁾ Слід відмітити, що при будівництві цієї характеристики взято інший масштаб осі ординат (лише значення константи пропорційності); мікрофон Рейсса далеко менш чутливий, ніж телефонний, і працює завжди з підсилювачем.

1. Фотографічний запис звука, одержуваний в результаті впливу на світлочутливий шар фільма світла, що проходить попереду через спеціальний „керуючий“ пристрій, який зветься в загальному вигляді модулятором.

2. Механічний запис звука, гравірований на обертовому восковому диску за допомогою різця, що коливається з звуковою частотою.

3. Магнітний запис звука, одержуваний на феромагнітному дроті або стрічці, протягуюваній у змінному магнітному полі.

Фотографічний запис звука, що є найпоширенішим способом сучасної техніки звукового кіно, розроблений тепер у двох різних модифікаціях:

в одній з них фонограму дістають в результаті періодичної зміни освітлення, одержуваного світлочутливим шаром рухомого фільма від падаючого на нього світлового променя; у другій — в результаті періодичної зміни ширини ділянки шару, на яку діє постійне освітлення. При записі за першим способом (він зветься способом змінної густини) фонограма являє собою вузьку смужку, фотографічна густина якої змінюється від ділянки до ділянки; при записі за другим способом (спосіб змінної ширини) фонограма ділиться у поздовжньому напрямі на освітлену і неосвітлену частини, границя між якими являє собою криву записаних звукових коливань.

При записі звука за способом змінної густини модулятор може бути виготовлений у вигляді джерела світла, яскравість якого періодично змінюється відповідно до записуваних звукових коливань, або у вигляді того чи іншого „світлового реле“, яке регулює силу світла, що проходить через нього і випромінюється джерелом сталої яскравості.

Перший тип модуляторного пристрою був застосований у системі „Три-Ергон“ (1922 р.), яка була першою промислово-придатною системою звукового запису на фільмі. В цій системі запис звука провадиться таким способом. Змінний струм звукової частоти від потужного підсилювача живить невелику газосвітну лампу (так звану „надчастотну лампу“), в якій під дією електричного розряду світиться газ (аргон або азот), що заповнює під невеликим тиском балон лампи. Яскравість цього свічення пропорціональна величині струму, що живить лампу, тому коливання яскравості мають той самий хід у часі, який мають і коливання струму. Світло лампи за допомогою оптичних лінз збирається на заслінці, в якій прорізана вузька щілина; зображення цієї щілини відкидається об'єктивом на фільм у вигляді яскравого штриха завдовжки 15—20 μ і завширшки близько 2,5 μ . Оскільки яскравість штриха, який засвічує фільм, змінюється з частотою одержуваного мікрофоном звука, остільки ж змінюється і одержуване світлочутливим шаром освітлення, в результаті чого на фільмі після проявлення дістаємо запис типу змінної густини.

Прикладом запису звука світловим променем від джерела світла сталої яскравості є спосіб, розроблений в СРСР П. Г. Тагером (1926 р.). Схема цього способу подана на рис. 494. Світло від потужної низьковольтної лампи розжарювання збирається лінзами на системі, яка складається з двох поляризаційних призми Ніколя (§ 507) і вміщеного між ними конденсатора, обкладки якого, утворюючи вузьку щілину, занурюються

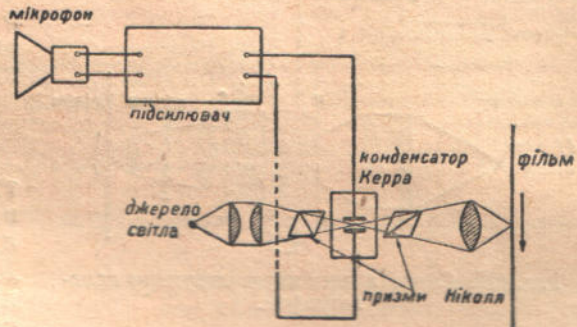


Рис. 494. Схема запису звука конденсатором Керра.

у прозору кюветку з нітробензолом ($C_6H_5NO_2$). Цей конденсатор відомий під назвою конденсатора Керра; до його обкладок і підводиться змінна напруга звукової частоти. В електростатичному полі між обкладками нітробензол стає двозаломним середовищем (ефект Керра); при цьому плоскополяризований промінь світла, який входить після проходження через поляризуючу призму в проміжок між обкладками, розщеплюється на два промені; ці промені поляризовані у двох взаємно перпендикулярних площинах і поширюються з різною швидкістю (§ 511). По

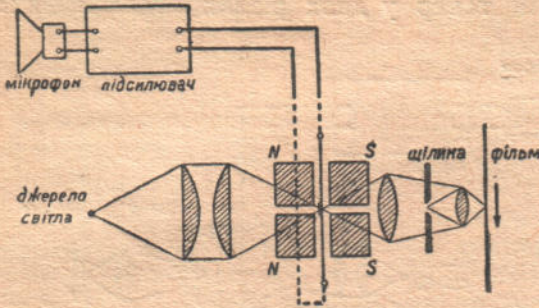


Рис. 495. Схема запису звука струнним осцилографом.

виході з конденсатора ці два промені мають певну різницю фаз; за спостереженнями Керра різниця фаз φ змінюється із зміною прикладеної до обкладок напруги :

$$\varphi = 2\pi B l E^2; \quad (47)$$

тут l — довжина шляху світла в електростатичному полі з напруженістю E , B — константа. Два промені з різницею фаз φ , приведені другою призмою Ніколя до однієї площини, інтер-

ферують один з одним, і оскільки φ залежить від напруги, прикладеної до обкладок, яскравість відкинутого на плівку зображення щілини (між обкладками) змінюється в ритмі записуваних звукових коливань. В результаті змінного освітлення зображення щілини після проявлення на плівці буде фонограма типу змінної густини.

Модуляторні пристрої, які дають запис звука за способом змінної ширини, являють собою різновидність осцилографа (петлевого або струнного), пристосованого для запису звукових коливань на кіноплівці.

Петлевий осцилограф являє собою тонку металічну стрічку, зігнуту у вигляді петлі (шлейфа); шлейф розміщується в сильному магнітному полі так, щоб напрям поля був паралельний площині шлейфа. До середньої частини шлейфа прикріплюється маленьке дзеркальце, яке відбиває на щілину тонкий пучок світла, випромінюваного лампою розжарювання. Шлейф і магнітна система розміщуються так, щоб при відсутності струму через шлейф світловий зайчик закривав якраз половину щілини; друга половина залишається темною. При пропусканні через шлейф струму звукової частоти шлейф разом із дзеркальцем робить змушені коливання; світловий зайчик при цьому переміщується по щілині, зображення якої відкидається на плівку. Після проявлення на плівці дістаємо зубчикоподібну фонограму типу змінної ширини.

Струнний осцилограф застосовують для запису звука в системі Центральної лабораторії провідного зв'язку; схема запису подана на рис. 495. Струм звукової частоти пропускається через бронзову нитку, яка має вигляд плоскої стрічечки; нитка натягнута в магнітному полі, при чому взаємодія струму з полем викликає коливання нитки.

Світловий пучок напрямляється оптичною системою лінз на нитку і освітлює щілину, на яку об'єктив відкидає збільшене зображення тіні нитки, що при відсутності струму закриває якраз половину щілини. Зменшене до потрібних розмірів зображення затіненої щілини відкидається на плівку, що рухається, за допомогою циліндричної лінзи.

Запис звука на восковому диску або валику є найстаріший спосіб звукового запису (1877 р.). Раніше різець, який гравірує фонограму, скріплювався з приймальною мембраною; такого безпосереднього використання

енергії звукових хвиль тепер вже не практикують, бо потужність, яку віддає мембрані звукове поле, зовсім мала. Після винайдення електронної лампи швидкий розвиток підсилювальної техніки дав можливість перейти до значно досконалішого електрозапису. Функції звукоприймального пристрою перейшли до високоякісного мікрофона. Звукозаписувальний апарат (рекордер), який працює з допомогою мікрофонного підсилювача, являє собою магнітну систему, якій якої цупко скріплений з різцем. Коливання якоря і різця спричинюються дією змінного магнітного потоку.

Магнітний запис звука базується на надзвичайно простому принципі: якщо у змінному магнітному полі, утвореному струмами звукової частоти, протягати з сталою швидкістю сталений дріт або стрічку, то вони будуть намагнічуватись; при цьому залишкове намагнічування буде змінюватися від дільниці до дільниці, і таким чином звук буде записаний на стрічці у вигляді магнітної фонограми. Якість магнітного запису не дуже висока і через це цей спосіб має обмежене застосування (диктофони).

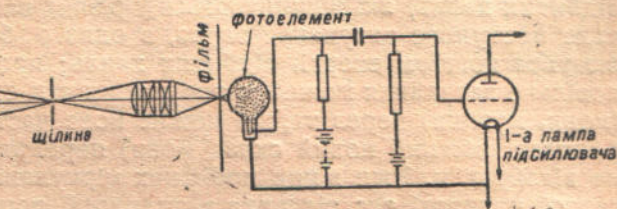


Рис. 496. Схема відтворення звуків за їх світловим записом.

Яким би способом не була одержана фонограма, вона повинна дати можливість відтворення записаного звука.

Відтворення фотографічної фонограми будьякого типу (як змінної густини, так і змінної ширини) здійснюється так. Оптична система лінз (рис. 496) збирає світло лампи розжарювання на щілині, зображення якої відкидається об'єктивом на фонограму, яка рухається в проєкційному апараті, у вигляді яскравого штриха завтовшки 15—20 μ . Світловий потік, який припадає на зображення щілини, просвічує фонограму і падає потім на катодний шар фотоелемента (§ 400), звільнюючи з поверхні шару тим більше число електронів, чим яскравіший падаючий на фотоелемент промінь. Проходячи через рухому фонограму, світловий потік періодично змінюється (або через змінну фотографічну густину фонограми, або в результаті перекривання штриха зубцями фонограми типу змінної ширини); тому відповідно змінюється і струм у контурі фотоелемента. Змінна напруга на затискачах опору, що навантажує фотоелемент, подається через конденсатор на сітку першої лампи підсилювача. Струм останнього каскада підсилювача живить гучномовець, який відтворює записані на фільмі звуки.

Відтворення запису на диску може відбуватися за допомогою звичайного грамофона, будова якого відома. Досконаліше відтворення і поряд з тим далеко більшу акустичну потужність можна добути за допомогою електричного звуковідтворюючого пристрою. Початковою ланкою процесу відтворення є так званий адаптор, або звукоздіймач: голка, яка ковзає по борозні фонограми, цупко зв'язана з якорем магнітної системи; коливання якоря індукують в нерухомій катушці електрорушійну силу звукової частоти. Останньою ланкою служить гучномовець, що працює з допомогою підсилювача, на вході якого увімкнений звукоздіймач.

Магнітний запис відтворюється протягуванням стрічки з записаним на ній звуком біля нерухомої катушки, в якій при цьому індуктується електрорушійна сила звукової частоти. Конструкція звуковідтворюючого апарата принципіально не відрізняється від конструкції апарата для запису.

§ 467. Архітектурна акустика. Дослідження процесів поширення звука в замкнених приміщеннях важливе для проектування аудиторій, театрів,

концертних зал тощо з добрими акустичними властивостями і для виправлення акустичних дефектів приміщень, збудованих без попереднього акустичного розрахунку. Галузь техніки, яка займається цими питаннями, має назву архітектурної акустики.

Основною особливістю акустичних процесів у замкнених приміщеннях є наявність багаторазових відбиттів звука від поверхень (стін, стелі), що обмежують приміщення. У приміщенні середніх розмірів звукова хвиля знає кілька сот відбиттів, раніше ніж енергія її зменшиться до порога чутності; у великих приміщеннях звук достатньої сили можна чути після вимикання джерела протягом кількох десятків секунд коштом існування відбитих хвиль, які поширюються у різних напрямках. Цілком очевидно, що таке поступове затухання звука, з одного боку, вигідне, бо звук підсилюється коштом енергії відбитих хвиль; проте, з другого боку, надмірно повільне затухання може істотно погіршити сприймання зв'язного звучання (мови, музики) через те, що кожна нова частина зв'язного контексту (наприклад, кожний новий склад мови) перекивається попередніми, які ще не відзвучали. Вже з цих побіжних міркувань зрозуміло, що для утворення гарної чутності час відзвука в аудиторії повинен мати певну оптимальну величину.

Обчислення і експериментальне визначення часу відзвука, а також його оптимального значення лежить в основі акустики замкнених приміщень.

Нехай у початковий момент часу ($t=0$) густина E звукової енергії в приміщенні (тобто енергія, що є в одиниці об'єму) буде E_0 . При кожному відбитті частина енергії втрачається в наслідок вбирання; позначивши через α величину коефіцієнта вбирання (тобто відношення увібраної енергії до падаючої), а через n — число відбиттів протягом однієї секунди, знайдемо, що за малий проміжок часу dt густина енергії зменшиться на величину $E\alpha ndt$, тобто

$$dE = -\alpha E n dt. \quad (48)$$

Зробивши поділ змінних

$$\frac{dE}{E} = -\alpha n dt$$

і інтегруючи

$$\int \frac{dE}{E} = -\alpha n \int dt,$$

знаходимо:

$$\ln E = -\alpha n t + C. \quad (49)$$

Через те, що при $t=0$ $E = E_0$, то константа $C = \ln E_0$, і, значить,

$$\ln \frac{E}{E_0} = -\alpha n t,$$

звідки

$$E = E_0 e^{-\alpha n t}. \quad (50)$$

Методи теорії імовірностей дають можливість розрахувати число відбиттів звукової хвилі протягом 1 сек, припускаючи, що хвилі поширюються у різних напрямках, тобто що густина енергії в усіх точках приміщення однакова. Такий розрахунок дає:

$$n = \frac{cS}{4V}$$

(c — швидкість звука, S — площа поверхні, яка обмежує об'єм V). Підставляючи цей результат у формулу (50), маємо:

$$E = E_0 e^{-\frac{c\alpha S}{4V}t} \quad (51)$$

Визначаючи час відзвука як час, протягом якого густина звукової енергії спадає до порога чутності, ми пересвідчуємось, що час залежить не тільки від властивостей приміщення, а й від початкової густини. Щоб внести означеність у розрахунок акустичних властивостей аудиторій, прийнято (цілком умовно) розраховувати час, протягом якого енергія звука зменшується до однієї мільйонної частки початкового значення ($10^{-6} E_0$), або (що те саме) на 60 децибел'в; цей час звуть часом стандартної реверберації або просто реверберацією. Реверберацію (T) легко обчислити з рівняння (51); підставляючи

$$\frac{E}{E_0} = 10^{-6}; t = T \text{ і } c = 340 \text{ м/сек,}$$

знаходимо:

$$T = 0,163 \frac{V}{\alpha S} \quad (52)$$

У випадку поверхень з різним вбиранням слід замість αS підставити

$$\Sigma \alpha_k S_k = \alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \dots;$$

тоді дістанемо розрахункову формулу:

$$T = 0,163 \frac{V}{\Sigma \alpha_k S_k} \quad (52a)$$

Відмітимо ще такий важливий момент: коефіцієнти вбирання α_k істотно змінюються з частотою, так що для звуків різної частоти різною буде і реверберація. Звичайно прийнято вимірювати реверберацію при частоті 512 герців. У таблиці 31 наведені деякі значення коефіцієнтів вбирання α при частоті 512 герців.

Таблиця 32.

α		α		α	
Відкрите вікно	1,00	Вапно по дерев'яному латунню	0,034	Повсть (завтовшки 2,5 см, на віддалі 8 см від стіни)	0,78
Обштукатурена цегляна стіна	0,025	Лінолеум	0,12	Паркет	0,06
Скло звичайної товщини	0,027	Килим	0,20	Бетон	0,015

Оптимальне значення реверберації, при якому чутність може вважатися найкращою, багато разів визначалось експериментально. На думку С. Ліфшица в малих приміщеннях (об'ємом не більше за 350 м³) оптимальною є реверберація 1,06 сек. При дальшому збільшенні об'єму оптимальна реверберація росте пропорціонально $\sqrt[3]{V}$, як це подано на рис. 497.

Питання про захист жилих і робочих приміщень від проникнення зовнішнього шуму набуло за останні роки великого значення в наслідок значного збільшення у великих містах вуличного шуму. Досить вказати, що, на думку американських дослідників, найсильніший з будь-коли спостережуваних шумів виміряно на перехресті двох нью-йоркських вулиць, при

чому основним порушником тиші є надземна залізниця. В середньому рівень гучності вуличного шуму у великих містах не вищий за 70—75 децибелів.

Основним фактором, який визначає звукопроникність будьякої перегородки, стіни, перекриття тощо, є акустичний опір (ρc). При переході звука з одного середовища у друге звук відбивається тим краще, чим більший акустичний опір другого середовища порівняно з акустичним опором першого. Тому для захисту від звука, який проходить через повітря, необхідно вживати матеріали з великим акустичним опором (камінь, бетон); для захисту від звука, який проникає через ґрунт (взагалі через тверді середовища), найкраще користатись перегородками з повітряними прошарками. При проходженні звука через стіни значну роль відіграють коливання їх: під дією звукових хвиль стіна коливається, як мембрана, випромінюючи звук у приміщення, яке вона захищає. З цього погляду найкращу ізоляцію дають масивні стіни, які мають найбільшу вагу на одиницю поверхні.

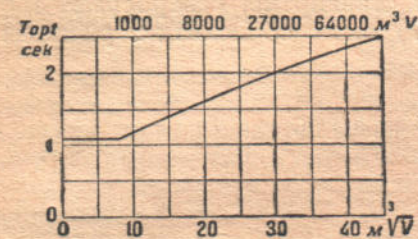


Рис. 497. Оптимальна реверберація для приміщень різного об'єму.

Звичайно, основна лінія боротьби з шумами — це усунення причин їх виникнення: добра амортизація машин, належна конструкція рухомого складу міського транспорту тощо.

§ 468. Ультразвуки. Ми бачили вище (§ 453), що область чутності охоплює коливання з частотою від 20 і приблизно до 20 000 герців; коливання з частотою, що лежить у цих границях, впливаючи на барабанну перетинку вуха, утворюють відчуття звука. Проте, і поза вказаними границями можуть відбуватися коливні процеси, які фізично нічим не відрізняються від звукових коливань і хвиль. Такі процеси являють собою нечутні звуки.

За останній час були дуже докладно досліджені звукові коливання і хвилі, які характеризуються дуже великими частотами, порядку десятків і сотень тисяч герців. Такі коливання і хвилі прийнято називати **ультразвуковими**.

Ультразвуки порівняно невеликої частоти можна дістати з допомогою свистка Гальтона; він являє собою мініатюрну органну трубу, збуджувану продуванням повітряного струменя. Зменшуючи з допомогою поршня довжину звучачого стовпа повітря, можна добитися того, що звук свистка, поступово підвищуючись, нарешті, перестане бути чутним; випромінювана свистком хвиля переходить в область ультразвукових частот. З допомогою свистка Гальтона і інших подібних пристроїв не вдається, проте, дістати скількинебудь інтенсивних ультразвуків; крім малої потужності таких випромінювачів, дуже важливу роль тут грає ще й те, що в повітрі коливання високої частоти дуже швидко затухають.

З відкриттям п'єзоелектричних явищ і з розробленням потужних генераторів електричних коливань високої частоти (§ 443) стало можливим дістати ультразвукові коливання дуже великої інтенсивності. Для того, щоб уяснити собі спосіб збудження ультразвуків, необхідно коротко розібратися в суті п'єзоелектричних явищ.

Якщо з кристала кварцу (SiO_2) вирізати пластинку так, щоб її широкі грані були перпендикулярні до електричної осі і щоб оптична вісь (§ 506) була перпендикулярна до довгих вузьких граней пластинки (рис. 498), то, прикладаючи до широких граней з допомогою металічних обкладок змінну напругу, можна змусити пластинку коливатися. Це буває через те, що при надаванні протилежним граням електричних зарядів супротивного

знака пластинка деформується, тобто зазнає стиску або розширення (пізоелектричний ефект). Коливання кварцової пластинки, затиснутої між металічними обкладками, стають особливо інтенсивними в тому випадку, коли частота прикладеної змінної напруги збігається з власною частотою коливань пластинки (резонансні коливання). Добираючи належним способом розміри пластинки і частоту підводжуваної напруги, можна дістати дуже сильні коливання ультразвукової частоти.

Практично для цього занурюють кварцову пластинку з металічними обкладками в масло (масло — прекрасний ізолятор, і це дуже важливо, оскільки підводжувана до обкладок напруга надзвичайно велика); далі, підводячи до обкладок змінну напругу від потужного генератора високої частоти, пластинку змушують коливатися. При цьому в маслі поширюються потужні ультразвукові хвилі.

Ультразвукові хвилі характеризуються дуже цікавими фізичними і фізіологічними явищами. Наприклад, під дією ультразвука утворюються дуже тонкі емульсії. Занурюючи в масло з ультразвуковими хвилями, які в ньому поширюються, пробірку з водою і ртуттю, можна спостерігати, як вода поступово темніє в наслідок роздрібнення ртуті на найдрібніші крапельки, змулені у воді. До зануреного в маслі термометра не можна торкнутися рукою. Через ультразвукові коливання скла рука зазнає опіку, не зважаючи на те, що термометр показує дуже невисоку температуру. Живі істоти (риби, жаби), коли їх обпрямити ультразвуком, гинуть протягом кількох хвилин. Само масло, в якому збуджуються ультразвуки, ніби закипає, розбризкуючись над пластинкою кварцу фонтаном.

Ультразвуки мають тепер також технічне застосування; вкажемо, наприклад, на акустичну сигналізацію під водою і на акустичні виміри глибин. Вигідність застосування для цього ультразвуків зв'язана з тим, що при дуже малих довжинах хвиль можна випромінювати енергію вузьким напрямленим пучком.

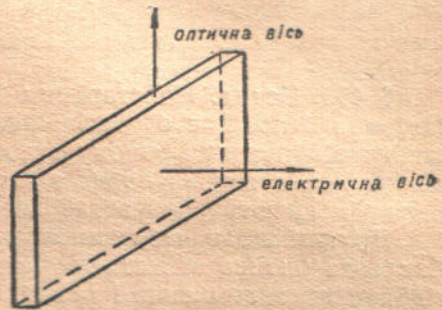


Рис. 498.

РОЗДІЛ XVIII.

ОПТИКА.

§ 469. Вступ. Найстарішим відділом оптики є геометрична оптика; завдання її полягає в дослідженні оптичних явищ на основі двох законів: закону відбивання і закону заломлення світлового проміння. У геометричній оптиці ці закони поряд з принципом прямолінійності світлового променя відіграють роль встановлених дослідом істин.

Другим щодо часу виникнення відділом оптики є хвильова оптика. Хвильова оптика зайнята теоретичним обґрунтуванням законів поширення, відбивання, заломлення і вбирання світла і вивченням широкої групи явищ, щільно зв'язаних з хвильовою структурою світла: явищ інтерференції, дифракції і поляризації.

Основи хвильової оптики були закладені Гюйгенсом 240 років тому. В теорії Гюйгенса уявлення про світловий промінь має другорядне значення. Метод пояснення оптичних явищ, встановлений Гюйгенсом, полягав у тому, що кожному точку всепроникаючого, ідеально-пружного середовища — світового ефіру — розглядали як самостійний центр хвиль пружної деформації ефіру, викликані коливним рухом даної точки. До безлічі сферичних хвиль, які концентрично розходяться від усіх частинок ефіру, зачеплених світловими коливаннями, застосовували закони додавання коливних рухів; фронт світлової хвилі в кожний даний момент визначали як обвідну поверхню, яка стикається з усіма елементарними хвилями, випромінюваними окремими частинками ефіру (§ 488). Йдучи за Гюйгенсом, швидкість поширення елементарних хвиль ставили у залежність від пружних властивостей тіла; на цій підставі в анізотропних тілах, які характеризуються неоднорідною пружністю в різних напрямках, елементарним хвилям приписували форму, яка тим більше відрізняється від сферичної форми, чим вищий степінь анізотропності середовища.

У той самий час Ньютоном була запропонована теорія витікання світла. Теорія Ньютона пропонувала розглядати світловий промінь як потік матеріальних частинок. Спочатку теорія Ньютона мала більше поширення ніж теорія Гюйгенса, але у XIX столітті під впливом класичних праць Френеля, присвячених дослідженню явищ інтерференції і дифракції, вона була відкинута і забута.

Протягом деякого часу в фізиці не виникало сумнівів у реальності світового ефіру і здавалося, що хвильова теорія світла встановлена непогано. Проте, природа ефіру залишалась увесь час такою ж загадковою, як і в перші роки панування хвильової теорії. Всі спроби уявити собі таку структуру всепроникаючого світового середовища, яке могло б пояснити найважливіші властивості світлових хвиль, незмінно лишалися марними і тільки збільшували загальну розчарованість у можливості розв'язати цю проблему.

У другій половині минулого століття роботи Максвелла і Герца твердо встановили електромагнітний характер оптичних явищ і привели до синтезу оптики й електродинаміки. Гіпотеза пружних поперечних коливань

ефіру була замінена уявленням про періодичну зміну напруженості електричного і магнітного полів. На складній будові хвильової оптики це аж ніяк не відбилося. Виявилось, що принцип Гюйгенса в певних межах еквівалентний рівнянням Максвелла. Триумф електромагнітної теорії світла полягав не стільки в тому, що вона блискуче розв'язала всі ті питання, які вже раніше були поставлені і розв'язані оптикою пружних коливань, але головним чином у тому, що вона завбачила цілий ряд нових явищ і зокрема вказала шлях, який через кілька десятиліть привів до радіотехніки. Проте, вона мало наблизила нас до розв'язання проблеми світового ефіру.

Перед початком ХХ століття особливо гостро стало питання про те, чи захоплюється ефір рухомими тілами, чи він завжди залишається абсолютно нерухомим (§ 13). Багато дуже переконливих міркувань змусили спочатку категорично відкинути думку про можливість існування такого міцного зв'язку між ефіром і атомами тіл, щоб під час руху він міг бути повністю захоплений рухомим тілом. Звідси неминуче виникав висновок, що рух Землі в світовому просторі повинен супроводитись „ефірним вітром“, який пронизує Землю. Проте, цей висновок був відкинутий дослідями Майкельсона, який довів оптичним способом, що „ефірного вітру“ немає. Гіпотеза про існування ефіру привела до внутрішньої суперечності: ефір не зв'язаний з атомами тіл, але все ж він захоплюється рухомими тілами, бо немає „ефірного вітру“.

Природним було шукання виходу з такого становища в поверненні до корпускулярної теорії світла, тим більше, що ряд фактів без сумніву вказував на перервну будову („дискретність“) променястої енергії. Можна вважати встановленим, що випромінювання і вбирання світла відбуваються не неперервно, а окремими порціями, які дістали назву квантів світла (§ 167). З погляду класичної електродинаміки цей момент є цілком непередбаченим. У квантовій теорії світла припускають, що світлова енергія має дискретну будову не тільки в момент випромінювання і вбирання, а й протягом усієї проміжної стадії променястого поширення: замість поширення хвиль розглядають політ квантів світла. Але тоді виникає питання, як пояснити явище інтерференції, дифракції і поляризації, тобто якраз ті явища, які свого часу змусили фізику відмовитись від теорії витікання світла, запропонованої Ньютоном, і які дотепер вважались неспростованим доказом хвильової природи світла. Тепер це питання в стадії розв'язання. Обидві теорії світла — і хвильова і корпускулярна (квантова) — в сучасній фізиці є до певної міри рівноправними. Кожна з них має свою область застосування і за межами цієї області не витримує критики. Деякий синтез цих теорій дає тільки нова „хвильова механіка“.

§ 470. Швидкість світла. Світло, яке посилається якимнебудь джерелом, досягає спостережника не миттю, а через деякий час. Максвелл теоретично показав існування електромагнітних хвиль і дістав для швидкості їх поширення в пустоті величину в 300 000 км/сек. Ця величина входить у рівняння Максвелла як перехідний коефіцієнт від електростатичних одиниць до електромагнітних. На підставі виводу Максвелла і дослідних даних про швидкість світла можна було зробити висновок, що світло є одним із видів електромагнітних коливань, до яких, наприклад, належать також хвилі, застосовувані в радіотехніці. Таким чином, швидкість поширень всіх електромагнітних коливань однакова.

Першим, кому вдалося виміряти швидкість світла, був астроном Ремер. Спостерігаючи затемнення в системі супутників Юпітера¹⁾, Ремер помітив, що час між двома послідовними затемненнями супутника трохи більший, коли Земля в своєму русі по орбіті віддаляється від

¹⁾ Планета Юпітер має дев'ять супутників; чотири з них відкриті Галілеєм. Затемнення спостерігають кожний раз, коли супутники при обертанні навколо Юпітера попадають у тінь останнього або відкидають свою тінь на нього.

Юпітера (дільниця орбіти E_1AE_2 на рис. 499), ніж коли вона наближається до нього (E_2BE_1).

Припустимо, що, спостерігаючи систему Юпітера „в протистоянні“ (Земля в положенні E_1), ми знайшли період якогонебудь явища рівний

24 год. 00 хв. 00 сек. Якщо явище повторюється періодично, то при вказаному періоді воно повинне було б щоденно спостерігатись об одній і тій же годині доби. Проте, Земля, обертаючись навколо Сонця, щоденно віддаляється від Юпітера; в наслідок цього ми будемо спостерігати зазначене явище з щораз зростаючим запізненням. Через півроку (Земля в положенні E_2) шлях світла зростає на величину E_1E_2 , майже рівну діаметрові земної орбіти (300 000 000 км), і загальне запізнення досягає 16,5 хвилин. При дальшому русі Земля наближається до Юпітера, і з кожним днем це явище ми будемо спостерігати щораз ранішої години доби. Період явища стане

Рис. 499. Спосіб Ремера для визначення швидкості світла.

меншим. Ремер зробив висновок, що світло проходить діаметр земної орбіти за 16,5 хв. Звідси він знайшов швидкість світла $c = 301\,000$ км/сек. Отже явища, які відбуваються на Сонці, ми бачимо такими, якими вони були 8 хвилин тому. Світло від зір досягає Землі за час від декількох років до сотень тисяч років.

Перше визначення швидкості світла в земному досліді було зроблено в 1849 р. Фізо, який вимірював час, потрібний (рис. 500) для проходження світла від джерела S до дзеркала M і назад до спостережника O , який знаходиться поблизу джерела S . Для вимірювання дуже малих проміжків часу Фізо застосовував швидкообертний зубчастий диск D , вміщений на шляху світлового променя. Оптична система дозволяла пропустити через один і той же проміжок між зубцями як промінь SM , який іде до дзеркала, так і MO , відбитий від нього. При деякій швидкості обертання диска око не бачило відбитого світла. Це траплялося тому, що за час проходження світлом віддалі $dM + Md = 2a$ диск встигав повернутися так, що зубець закривав відбитий промінь. Якщо диск має m зубців і робить n оборотів за секунду, то час, потрібний для повороту на півзубця: $t = \frac{1}{2mn}$.

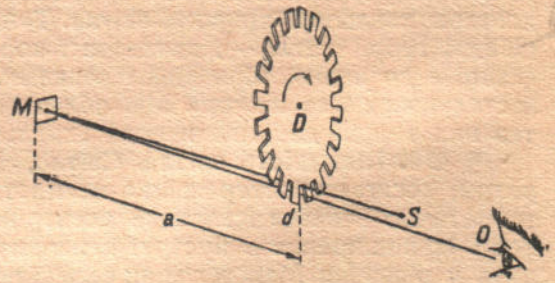


Рис. 500. Спосіб Фізо для визначення швидкості світла.

Тоді швидкість світла $c = \frac{2a}{t} = 4mn \cdot a$, де a — віддаль між диском D і дзеркалом M . Через велику швидкість світла віддаль a в дослідах Фізо була взята в кілька кілометрів. Фізо знайшов швидкість світла $c = 301\,000$ км/сек.

Другий метод, застосований Фізо і Фуко і вдосконалений пізніше Майкельсоном, полягає ось у чому. Світловий промінь падає від

джерела S (рис. 501) на обертове плоске дзеркало M_1 . Відбите від нього світло падає на вгнуте дзеркало M_2 , після чого повертається до M_1 і до S . Якщо дзеркало M_1 обертається повільно, то зображення збігається з джерелом S (за допомогою оптичного пристрою можна спостерігати S і його зображення окремо). Коли дзеркало M_1 швидко обертає, то за час, поки світло проходить віддаль M_1M_2 і назад M_2M_1 , дзеркало M_1 встигає повернутися на невеликий кут, у наслідок чого зображення O зміщується. Зміщення SO вимірюють мікрометром. За величиною цього зміщення визначають, на який кут повернулося дзеркало M_1 , поки світло пройшло подвоєну віддаль $M_1M_2 = a$, і звідси, знаючи швидкість обертання дзеркала M_1 , визначають час t , за який світло пройшло віддаль $2a$; таким способом знаходять швидкість світла: $c = \frac{2a}{t}$. Виміри Фуко показали, що

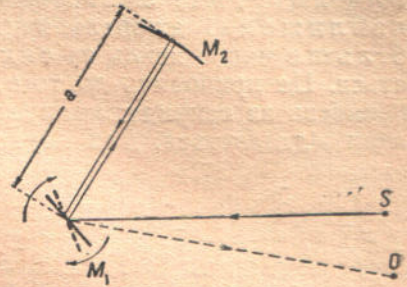


Рис. 501. Вимірювання швидкості світла за допомогою обертового дзеркала.

(Спосіб Фізо і Фуко, удосконалений Майкельсоном.)

швидкість світла у воді менша, ніж у повітрі. Цей факт послужив одним з основних доказів необгрунтованості Ньютової корпускулярної теорії світла, за якою заломлення світла можна було б пояснити, припустивши якраз протилежне.

За вимірами Майкельсона, зробленими у 1926 р. з точністю до 1 км/сек, швидкість світла в пустоті: $c = 299\,796$ км/сек.

Швидкість світла відома тепер з великою точністю; це дозволяє застосовувати в геодезії метод визначення віддалей, що базується на вимірі часу проходження світла.

Нарешті, нагадаємо дуже важливий факт, уже згаданий нами в § 13 на стор. 20. В результаті дослідів Майкельсона було встановлено, що швидкість світла відносно всіх систем координат, які рухаються найрізноманітнішим способом, має те саме значення. Ця властивість швидкості поширення світлових (взагалі електромагнітних) хвиль різко відрізняє їх від інших видів хвиль (наприклад, звукових) і є одним з фундаментальних принципів сучасної фізики.

§ 471. Аберация світла. При точних астрономічних вимірах необхідно брати до уваги час поширення світла в телескопі. Коли світло зорі S (рис. 502) попадає в телескоп, то за час, поки воно дійде від об'єктива O до окуляра F , Земля разом з телескопом встигає трохи зсунутись. В наслідок цього зоря здається зміщеною. Це явище зветься аберацией світла.

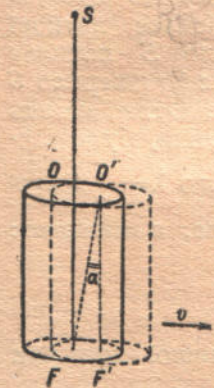


Рис. 502. Аберация світла.

Ми будемо мати на увазі рух Землі по орбіті, який відбувається з швидкістю $v = 30$ км/сек. Нехай віддаль між об'єктивом і окуляром телескопа світло проходить за час t . Протягом часу t телескоп зміщується на віддаль vt . Зображення зорі виходить при цьому не в центрі поля зору F' , а в F . Віддаль $FF' = vt$. З трикутника $FO'F'$, в якому довжина телескопа $F'O' = ct$ (c — швидкість світла), можна визначити кут α , на який слід повернути телескоп, щоб зображення зорі було в центрі поля зору F' . Саме:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{vt}{ct} = \frac{v}{c} = \frac{30}{300\,000} = \frac{1}{10\,000}, \text{ звідки } \alpha \approx 20''.$$

§ 472. Явище Доплера. Коли ми знаходимося на платформі залізничної станції, повз яку мчить поїзд, легко помітити різке пониження звука паровозного гудка. Зміну тону спостерігають у той момент, коли паровоз, порівнявшись із спостережником, починає віддалятися. Причина описаного явища, яке зветься явищем Доплера, полягає в тому, що при наближенні джерела якихнебудь хвиль до спостережника приходить більше число хвиль за секунду, ніж коли джерело коливань віддаляється. Це приводить до того, що спостережник сприймає більше число коливань за секунду, коли джерело наближається до нього, і менше — коли віддаляється. Для звука це означає перехід від високого тону до низького. У випадку світлових хвиль зміна частоти виявляється як зміна кольору, тобто як зміщення спектральних ліній до червоної частини спектра під час руху джерела світла від спостережника і — до синьої під час руху до спостережника.



Рис. 503.

Проте, між звуковим явищем Доплера і світловим є принципіальна різниця.

У випадку звука дуже важливо, чи рухається джерело відносно спостережника, нерухомого щодо середовища, чи рухається спостережник, джерело ж нерухоме. Швидкість звука щодо спостережника не залежить від руху джерела, але, звичайно, залежить від руху спостережника щодо середовища, в якому поширюється звук.

У випадку світла важливим є тільки відносний рух джерела і спостережника, оскільки швидкість світла щодо якого завгодно спостережника стала, і немає рації говорити про рух джерела і спостережника відносно „середовища“ (ефір).

Розглянемо спочатку трохи докладніше, що ми тут матимемо у випадку звука.

Нехай джерело звука S рухається (рис. 503) до спостережника O з швидкістю v м/сек. Джерело звука посилає звукові коливання з частотою ν . Отже, за $1/\nu$ секунди джерело S посилає одну хвилю, яка поширюється з деякою швидкістю c . За час $1/\nu$ джерело S наближається до спостережника на величину $v \cdot 1/\nu$ метрів. Отже, кінець наступної хвилі, який виходить від джерела через $1/\nu$ секунди, буде відділений у просторі від кінця попередньої хвилі не віддаллю $\lambda = \frac{c}{\nu}$ (довжина хвилі), як це було б у випадку нерухомого джерела, а меншою:

$$\lambda' = \frac{c}{\nu} - \frac{v}{\nu} = \frac{c-v}{\nu}.$$

Таким чином, спостережник O буде сприймати звук меншої довжини хвилі λ' . Відповідна частота:

$$\nu' = \frac{c}{\lambda'} = \frac{\nu}{1 - \frac{v}{c}}. \quad (1)$$

Легко вивести аналогічним способом, що коли джерело звука віддаляється з швидкістю v , то сприймана спостережником частота дорівнює:

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \frac{v}{c}}. \quad (1')$$

Якщо розглядати рух спостережника до джерела, то в наслідок частіших „зустрічей“ з гребенями хвиль частота сприйманих коливань збільшується.

Нехай спостережник рухається до джерела звука з швидкістю v м/сек. Тоді швидкість звука відносно спостережника дорівнюватиме $c + v$, і мимо спостережника за одиницю часу пройде ν' хвиль, при чому, як звичайно:

$$\nu' = \frac{c + v}{\lambda};$$

з другого боку,

$$\nu = \frac{c}{\lambda};$$

таким чином:

$$\nu' = \nu \left(1 + \frac{v}{c} \right). \quad (2)$$

Під час руху спостережника від джерела дістанемо відповідно:

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{v}{c} \right). \quad (2')$$

Нарешті, найзагальнішим є випадок, коли і джерело і спостережник рухаються відносно середовища. Тоді, послідовно застосовуючи одержані формули, можна знайти вираз для зміненої частоти.

Всі три формули, які стосуються трьох зазначених випадків, при малих значеннях швидкості v стають тотожними. А саме:

$$\nu' = \nu \left(1 \pm \frac{v}{c} \right), \quad (3)$$

де знак мінус відповідає віддаленню, а плюс — зближенню спостережника і джерела з швидкістю v .

У випадку світла для одержання правильної формули треба виходити з теорії відносності, тому ми обмежимося написанням уже готової формули. Оскільки в даному випадку грає роль тільки відносна швидкість джерела і спостережника, то формулу для світлового ефекту Доплера дістаємо одну, при чому вже не наближену, а точну:

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}}}, \quad (4)$$

де v — відносна швидкість.

Коли $v \ll c$, що звичайно має місце, оскільки $c = 300\,000$ км/сек, то формула (4) може бути з достатньою точністю замінена формулою (3)¹⁾.

¹⁾ Насправді:

$$\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}} \approx 1 \pm \frac{2v}{c} \text{ з точністю до } \frac{v^2}{c^2} \text{ і } \sqrt{\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}}} \approx \sqrt{1 \pm \frac{2v}{c}} \approx 1 \pm \frac{v}{c} \text{ з точністю до вели-$$

чини того самого порядку.

Через те що швидкості тіл, які бувають у природі, здебільшого дуже малі порівняно з швидкістю світла, явище Доплера у світлових хвилях можна, взагалі кажучи, спостерігати лише за допомогою чутливої спектральної апаратури. Явище Доплера дозволяє визначати швидкості руху зір вимірюванням зміщення ліній в їх спектрах. Часто спектральні лінії зорі бувають розширеними. Це може вказувати на обертання зорі: протилежні краї зорі рухаються один назустріч Землі, а другий від неї; в той же час різні проміжні точки диска мають різноманітні складові швидкостей в напрямі променя зору; через те що у спектроскоп видно сумарну картину, спектральна лінія здається розширеною. Дослідження будови спектральних ліній дає, таким чином, можливість робити висновки про рух зір, про їх обертання, а також дозволяє іноді виявляти складну будову зоряних систем (подвійні зорі).

Крім того, при спостереженні свічення будьякого газу в електричній розрядній трубці або в полум'ї ми також можемо виявити розширення ліній, викликане явищем Доплера. Атоми й молекули світлого газу перебувають у швидкому тепловому русі. Атоми, які рухаються *від* спостережника, даватимуть спектральні лінії, зміщені в червону частину спектра; атоми, які рухаються *до* спостережника, дадуть спектральні лінії, зміщені в фіолетову частину. Величина зміщення буде тим більша, чим більша відносна швидкість атомів. Звідси зрозуміло, що з підвищенням температури буде зростати розширення ліній.

В ряді випадків можна з розширення ліній судити про температуру випромінюючого газу.

§ 473. Закони відбивання світла. Сферичне дзеркало. Прожектор.

Цей і кілька дальших параграфів присвячені питанням геометричної оптики. Основною відзнакою цього розділу учення про світло є те, що в ньому розглядають поширення світлового проміння, не роблячи ніяких припущень про його природу. Кожний світловий промінь являє собою лінію (нескінченно тонку), вздовж якої поширюється променяста енергія. Нижче, у хвильовій оптиці, ми побачимо, що таке уявлення про світло не завжди може дати пояснення спостережуваних явищ. Проте, для пояснення широкого класу явищ і конструювання багатьох дуже важливих приладів це спрощене уявлення цілком достатнє.

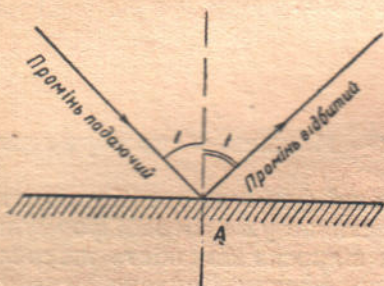


Рис. 504. Відбивання світла.

До числа найпростіших явищ, розгляданих в геометричній оптиці, належить відбивання світла від дзеркал.

Відбивання світла від дзеркал підлягає двом законам, відкритим дослідним шляхом.

Промінь, який падає на поверхню, нормаль до поверхні в точці падання і промінь, відбитий від поверхні, лежать в одній площині, яка зветься площиною падання.

Кут між падаючим променем і нормаллю до поверхні у точці падання (кут падання) дорівнює куту між відбитим променем і тією ж нормаллю (кут відбивання) (рис. 504).

Користуючись цими двома законами відбивання світла, можна пояснити всі явища, спостережувані при відбиванні пучка світлового проміння від дзеркал найскладнішої форми.

Розглянемо випадок відбивання паралельного світлового пучка від угнутого сферичного дзеркала. На рис. 505 дуга кола являє собою переріз сферичного дзеркала, точка *O* — центр дзеркала. Світловий промінь, що

іде паралельно прямій OS , яка зветься оптичною віссю, попадає на дзеркало в точці A і після відбивання іде вниз, перетинаючи вісь OS у точці B .

Завдання полягає в тому, щоб знайти зв'язок між відрізком BS , радіусом сфери R і кутом падання променя на поверхню в точці A .

Нормаллю у точці A є радіус OA , проведений з O . Як видно з рисунка, кут при O дорівнює куту при A . Таким чином, трикутник AOB рівнобедрений.

Сторона OB зв'язана з $R=OA$ такою формулою:

$$OB = \frac{R}{2 \cos i},$$

звідки BS як функція R і i буде мати такий вигляд:

$$BS = OS - OB = R - \frac{R}{2 \cos i}. \quad (5)$$

Ми бачимо, що промені, які падають на дзеркало на різних відстанях від вершини S , відповідних різним кутам i , будуть після відбивання перетинати вісь OS у різних точках B .

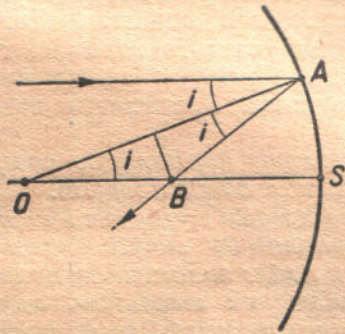


Рис. 505. Сферичне дзеркало.

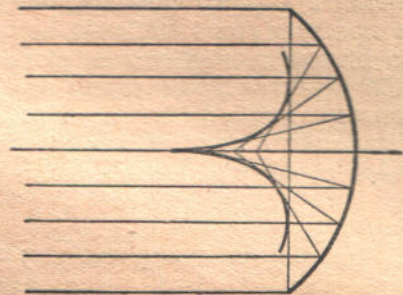


Рис. 506. Каустика.

Чим далі промінь від осі, тим більший кут i і тим, значить, менший відрізок BS , обчислений за формулою (5), тобто тим ближче до S відбитий промінь перетинає вісь. Коли на дзеркало падає паралельний пучок променів, то пучок відбитих променів обгинає криву, яка зветься каустикою. Виникнення кривої впливає з формули (5). Вигляд каустики зображено на рис. 506.

Таким чином, сферичне дзеркало не збирає відбитих променів в одну точку. Тільки якщо воно має нескінченно малі розміри порівняно з радіусом кривизни, можна наближено вважати, що всі відбиті промені сходяться в одній точці. У цьому випадку кут i близький до нуля, косинус практично дорівнює одиниці, і формула (5) набуває такого вигляду:

$$BS \approx \frac{R}{2}.$$

В цьому випадку BS позначають літерою f і звать головною фокусною віддаллю дзеркала. Несходження променів в одну точку зветься сферичною аберрацією. Застосування сферичних дзеркал дуже обмежене через тількищо описані властивості. Вгнутими дзеркалами здебільшого користуються або для одержання зображень зір, — у цьому випадку

на дзеркало падає паралельний пучок променів, і він повинен бути зведений у точку (рис. 507),— або для одержання паралельного пучка променів,— у цьому випадку в головному фокусі дзеркала вміщують точкове джерело світла, і від дзеркала відбивається паралельний пучок (рис. 508). З формули (5) ясно, що для цього придатні лише нескінченно малі сферичні дзеркала, які вловлюють дуже малі кількості світла. Через це від сферич-

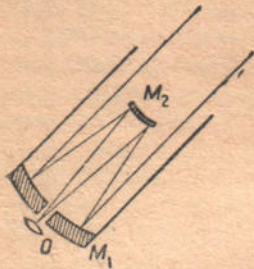


Рис. 507. Дзеркальний телескоп.

них дзеркал відмовились і користуються параболічними дзеркалами. З геометричних властивостей параболи легко довести, що параболоїд обертання збирає всі промені, які падають паралельно осі, в одну точку (фокус параболоїда). Отже, промені, які виходять з джерела, вміщеного у фокусі, після відбивання від параболоїда стають паралельними осі. Ці властивості має параболоїд яких завгодно розмірів. В усіх телескопах і прожекторах є параболічні дзеркала, при чому їх величина часто досягає кількох метрів у поперечнику.

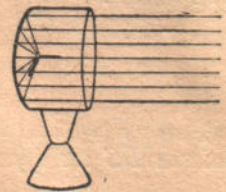


Рис. 508. Прожектор.

§ 474. Заломлення світла. Повне внутрішнє відбиття. При переході світла з одного середовища в друге відбувається заломлення світлового променя (рис. 509). Це явище зв'язане з тим, що світло поширюється з різною швидкістю в різних середовищах. Заломлення світлових променів підлягає двом таким законам.

Промінь, який падає на заломну поверхню, нормаль до поверхні у точці падання і заломлений промінь лежать в одній площині.

Синус кута падання i (рис. 509) між падаючим променем і нормаллю відноситься до синуса кута заломлення r між заломленим променем і нормаллю, як швидкість світла в першому середовищі v_1 до швидкості світла у другому середовищі v_2 :

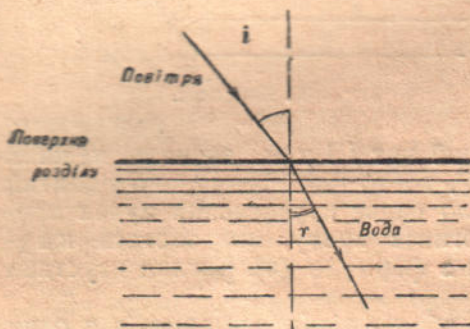


Рис. 509. Заломлення світла.

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}$$

Або вводять показник заломлення n , який дорівнює $\frac{v_1}{v_2}$:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n. \quad (6)$$

Для звичайних стекол $n=1,5$. Користуючись формулою (6) і першим законом заломлення, можна пояснити всі явища, які відбуваються при заломленні світла на найскладніших поверхнях.

З формули (6) видно, що при $n > 1$ кут i завжди більший, ніж кут r , тобто заломлений промінь при переході з менш густого в більш густе середовище наближається до нормалі.

При зворотному напрямі променя—з більш густого середовища в менш густе—картина буде оберненою. Якщо на рис. 509 вважати напрям світлового променя зворотним, то кут r буде кутом падання, кут же i —

кутом заломлення. Збільшуючи кут r , ми можемо дійти до такого кута r_0 , при якому

$$n \sin r_0 = \sin i$$

стане рівним одиниці. Тоді:

$$\sin i = 1$$

$$i = \frac{\pi}{2}.$$

Заломлений промінь буде ковзати вздовж границі розділу. Для кутів падання, більших r_0 , ми дістанемо таке суперечне співвідношення:

$$\sin i > 1.$$

Це співвідношення, звичайно, не задовольниться ні при одному i . Заломленого променя взагалі не буде. Дослід показує, що, справді, при паданні променів на границю розділу під кутами з нормаллю більшими, ніж кут r_0 , світло не проходить крізь поверхню, а повністю відбивається. Це явище, спостережуване при переході світла з більш густого середовища в менш густе, називають повним внутрішнім відбиттям.

Граничний кут r_0 визначається простою формулою:

$$\sin r_0 = \frac{1}{n}.$$

Для звичайних стекол ($n \approx 1,5$) кут r_0 дорівнює приблизно 42° .

На рис. 510 зображено призму повного внутрішнього від-

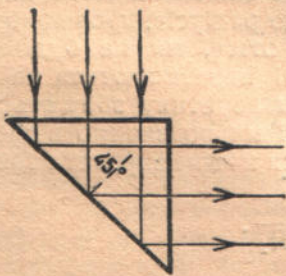


Рис. 510.

биття, яку часто застосовують замість дзеркала. Промені падають під кутом 45° на відбиваючу грань і зазнають повного відбиття, оскільки для них кут r (45°) більший, ніж кут r_0 (42°).

§ 475. Тонка призма. Лінза. Розглянемо спочатку випадок заломлення світла на двох плоских поверхнях, які

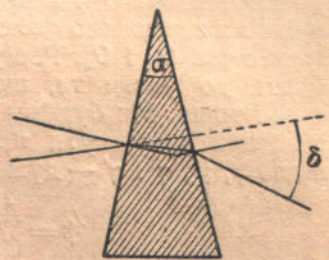


Рис. 511. Тонка призма.

утворюють малий кут α між собою, тобто дію тонкої призми. На рис. 511 зображено переріз тонкої призми, зробленої із скла з показником заломлення n . У випадку малих кутів падання і заломлення синуси кутів i і r можна замінити самими кутами, і формула (6) набуває вигляду:

$$\frac{i}{r} = n. \quad (6')$$

Застосовуючи формулу (6') послідовно до двох границь призми і користуючись геометричними міркуваннями, можна дістати зв'язок між кутом відхилення променя δ , заломним кутом призми α і показником заломлення n :

$$\delta = \alpha(n - 1). \quad (7)$$

Зміст формули (7) ясний. Чим більший кут призми α і показник заломлення речовини, тим більше відхиляється промінь від початкового напрямку.

Найпростішим заломним тілом з криволінійними поверхнями є тонка лінза, яка являє собою кусок скла, обмеженого двома сферичними поверхнями. На рис. 512 зображено меридіональний переріз лінзи. Вісь симетрії лінзи зветься оптичною віссю. Ми обмежимося розглядом нескінченно малої лінзи, в якій BC нескінченно мале порівняно з радіусами кривизни R_1 і R_2 обох її поверхень. Завдання полягає в тому, щоб знайти місце X_1 перетину з оптичною віссю заломленого лінзою променя, який вийшов із точки X . При цьому припускаються відомими XC , радіуси кривизни R_1 і R_2 і показник заломлення n . Питання про тонку лінзу легко звести до питання про тонку призму, вірніше, до питання про цілу сукупність тонких призм, на які ми можемо поділити нашу лінзу (рис. 512а). Чим далі від центра лінзи, тим кут призми більший.

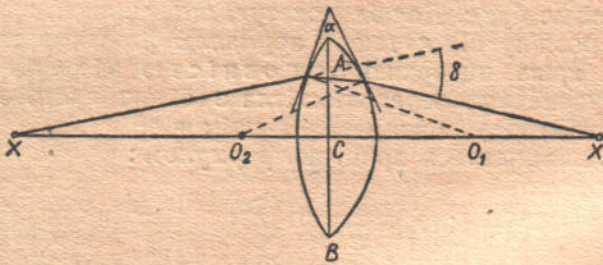


Рис. 512. Тонка лінза.



Рис. 512а.

Переходимо до розв'язання поставленого вище завдання. Поверхню лінзи ми замінюємо дотичними, які перпендикулярні до радіусів, проведених із центрів O_1 і O_2 . Радіус отвору лінзи BC малий, отже, ми не будемо брати до уваги те, що радіуси і світлові промені перетинаються не в одній точці. Ми будемо вважати, що обидві ці точки перетину збігаються з A , при чому кути при точках X , X_1 , O_2 і O_1 , які ми позначимо відповідно β , β' , γ і γ' — дуже малі. Тоді кути через відрізки можна виразити так:

$$\beta = \frac{AC}{CX}; \quad \beta' = \frac{AC}{CX_1}; \quad \gamma = \frac{AC}{R_2}; \quad \gamma' = \frac{AC}{R_1}.$$

З геометричних міркувань ясно, що:

$$\alpha = \gamma + \gamma' \quad \text{і} \quad \delta = \beta + \beta'.$$

Користуючись формулою (7), дістанемо:

$$\beta + \beta' = (n-1)(\gamma + \gamma').$$

Підставляючи вирази кутів через відрізки і скорочуючи на AC , дістанемо:

$$\frac{1}{CX} + \frac{1}{CX_1} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (7')$$

Ця формула зветься формулою лінзи і розв'язує поставлене завдання.

Ми бачимо, що при зроблених нами припущеннях CX_1 не залежить від AC , тобто промені, які вийшли з точки X і заломилися потім різними

частинами лінзи (вони відповідають різним AC), зберуться всі в одній точці X_1 , яка зветься зображенням X . Якщо точка X міститься нескінченно далеко, то $CX = \infty$, і перший член у формулі (7') зникає; тоді:

$$\frac{1}{CX_1} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

У цьому випадку CX_1 позначають f і називають головною фокусною віддалю лінзи.

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n-1)(R_1 + R_2)}, \quad (7'')$$

і формула (7') переходить в

$$\frac{1}{CX} + \frac{1}{CX_1} = \frac{1}{f}. \quad (8)$$

З формули (7'') видно, що чим більше n відрізняється від одиниці, тим менше f і тим ближче збирає лінза промені. Так само чим менші R_1 і R_2 , тобто чим опукліша лінза, тим менше f і тим сильніше заломлює лінза.

Величина, обернена головній фокусній віддалі, зветься оптичною силою лінзи. Одиницею оптичної сили є діоптрія. *Діоптрія дорівнює оптичній силі лінзи з фокусною віддаллю в один метр.* Крім зображеної на рис. 512 двоопуклої лінзи, яка зби-

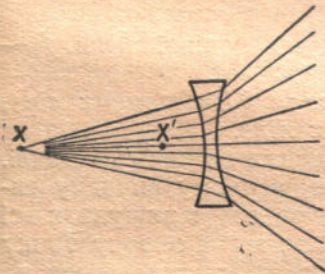


Рис. 513. Розсівна лінза.

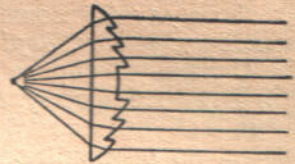


Рис. 513а. Переріз лінзи Френеля.

рає промені, є ще двогнуті розсівні лінзи (рис. 513). Їх оптична сила позначається від'ємним знаком. Здається, що проміння по виході з двогнутої лінзи виходить з точки X' , яка зветься уявним зображенням, всупереч дійсному зображенню у випадку двоопуклої лінзи, зображеної на рис. 512.

Як ми побачимо в наступному параграфі, окремі лінзи застосовуються досить рідко для одержання зображень предметів.

Окремі лінзи застосовують головним чином на маяках і сигнальних апаратах для одержання паралельних світлових пучків. При цьому джерело світла вміщується у головному фокусі лінзи. Через те що лінзи для таких пристроїв потрібні великих розмірів, то це зв'язане з великим збільшенням їх ваги, якщо користатися звичайними лінзами з сферичними поверхнями. Френель придумав лінзи з сідчастими поверхнями, в яких можна було, як виявилось, зменшити кількість скла. З рис. 513а видно дію такої лінзи.

§ 476. Дефекти зображень. Оптичні системи. Все сказане в попередньому параграфі про лінзи стосувалося нескінченно малих лінз, перпендикулярних до напрямку світла, який утворює дуже малий кут з оптичною віссю. Для звичайного застосування лінз, — одержання зображень якихнебудь предметів, — лінзи малого розміру так само мало придатні, як і малі дзеркала у відповідних випадках. Так само як і у випадку дзеркал, мала лінза сконцентрує в зображенні надто малу кількість світла.

При збільшенні розміру лінзи заломлене нею проміння вже не збирається в одну точку, бо кут з віссю стає більшим. Виникає, так само як

і в дзеркалах, сферична аберация. Якщо ми маємо предмет, який складається з ряду світних точок, то зображення цього предмета буде розпливчастим, бо пучки променів, які виходять з кожної точки предмета, вже не зберуться лінзою у відповідні точки зображення.

З другого боку, якщо наш предмет має великі розміри в напрямі, перпендикулярному до осі, то навіть при малій лінзі промені предмета, які проходять крізь лінзу, будуть утворювати великі кути з оптичною віссю. Отже, зображення країв предмета також буде поганим.

Щоб ослабити ці дефекти, властиві окремим лінзам, складають по кілька лінз разом, розміщуючи їх одну за однією. Комбінація кількох лінз (сюди можуть входити також і дзеркала) зветься оптичною системою.

Якщо оптичні осі всіх лінз збігаються, то оптична система зветься центрованою.

Найпростішим прикладом оптичної системи є пара тонких лінз, складених щільно. В цьому випадку фокусна віддаль системи дуже просто зв'язана з фокусною віддаллю окремих лінз:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \quad (a)$$

де f — фокусна віддаль системи, f_1 — фокусна віддаль першої лінзи, f_2 — фокусна віддаль другої лінзи.

Формулу (а) можна висловити так: *оптична сила двох тонких лінз, складених разом, дорівнює сумі оптичних сил цих лінз.*

Складніша справа у випадку двох лінз, розміщених на якійсь віддалі. Для них уже формула (а) неправильна, і, оскільки в цьому випадку система набуває певної товщини, виникає питання, звідки відлічувати всі віддалі по оптичній осі. Якщо у випадку тонкої лінзи ми за опорну точку брали точку C (рис. 512), то тепер треба вибрати якісь нові точки за опорні в нашій оптичній системі.

Власне кажучи, перехід від однієї лінзи до двох або кількох принципово надзвичайно простий. Ми розглядаємо послідовну дію лінз. При цьому зображення, яке дає перша лінза, очевидно, служить предметом для другої, що йде за нею, лінзи; зображення, яке дає друга лінза вже від цього „предмета“, служить предметом для третьої і т. д. Знаючи розміщення лінз та їх фокусні віддалі і застосовуючи до кожної лінзи формулу (7), легко знайти місце остаточного зображення, яке дає система.

Проте, виявляється, що для повної характеристики системи досить задати лише розміщення кількох основних точок, щільно зв'язаних з її структурою. Розміщення цих точок, звичайно, доводиться розраховувати, виходячи з окремих елементів системи (лінз, дзеркал і віддалей між ними), але якщо ці точки відомі, то можна забути про всю детальну структуру системи і для побудови зображення користуватись лише ними.

До числа таких точок, поперше, належать головні фокуси системи, тобто точки, в яких сходяться паралельні промені, що падають на систему. Якщо система не збірна, а розсівна, то це будуть відповідно уявні точки, з яких неначе виходять розсіяні системою паралельні промені.

Навпаки, якщо ми вмістимо будьяке точкове джерело в головний фокус системи, то система дає паралельний пучок променів. Якщо ж побудувати площини, які проходять перпендикулярно до оптичної осі через головні фокуси, то все сказане стосується будьякої точки цих площин. На рис. 514 прямі, які проходять через F_1 і F_2 , зображають сліди цих площин. F_1 і F_2 — головні фокуси системи.

Крім головних фокусів, на оптичній осі системи є ще дві спряжені точки, які зветься просто головними точками. Якщо ми вмістимо

в одну з головних точок предмет, то система дає його зображення у другій головній точці, при чому зображення буде пряме і дорівнюватиме предметові величиною.

На рис. 514 точки H_1 і H_2 — головні точки системи. Площини, які проходять через ці точки оптичної системи перпендикулярно до її осі, зуться головними площинами. Очевидно, що в одній тонкій лінзі обидві головні площини зливаються в одну і збігаються з самою лінзою. У лінзи, яка має скінченну товщину (товстої лінзи), головні площини розсунуті на певну віддаль. Чим більше розсунуті ці площини, тим більше система відрізняється від тонкої лінзи.

Фокусними віддальми системи зуть відрізки F_1H_1 і F_2H_2 , тобто фокусні віддалі у системи вимірюються від головних площин, а не від поверхень, які обмежують систему лінз.

Коли система з обох боків граничить з тим самим середовищем, $F_1H_1 = F_2H_2$.

Нехай перпендикулярно до осі системи розміщено предмет, зображений стрілкою. Знайдемо його зображення, користуючись відомими нам властивостями точок F_1 , F_2 і H_1 , H_2 і площин, які проходять через них.

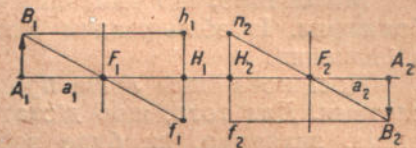


Рис. 514.

Для цього простежимо хід променів, що виходять з кінця стрілки B_1 . Один промінь, який проходить через головний фокус F_1 , повинен, очевидно, по виході з системи йти паралельно її осі, при чому він вийде з площини H_2 на віддалі, яка дорівнює віддалі від точки перетину його з головною площиною H_1 до оптичної осі. Другий промінь, що йде паралельно осі системи, перейде по виході з неї через F_2 . При цьому віддаль, на якій він вийде з площини H_2 , визначається, як і для першого променя, на основі властивостей головних площин. Перетин цих двох променів по виході з системи дає точку B_2 , положення якої таким чином цілком визначене і яка є зображенням точки B_1 , бо через неї пройде вся решта променів, які виходять з B_1 .

З міркувань симетрії ясно, що перпендикуляр A_2B_2 є зображенням A_1B_1 , при чому зображенням оберненим.

З рис. 514 легко дістати формулу, яка зв'язує віддаль предмета A_1F_1 з віддаллю зображення A_2 до F_2 .

З рівності $A_1B_1 = h_1H_1 = h_2H_2$ тангенс кута $h_2F_2H_2$ дорівнює $\frac{A_1B_1}{F_2H_2}$. Кут $h_2F_2H_2$ дорівнює куту $A_2F_2B_2$, тангенс якого $\frac{A_2B_2}{a_2}$, звідки одержуємо, що

$$\frac{A_1B_1}{F_2H_2} = \frac{A_2B_2}{a_2}.$$

З другого боку, за допомогою точно таких же міркувань:

$$\frac{A_2B_2}{F_1H_1} = \frac{A_1B_1}{a_1}. \quad (b)$$

Виключаючи з обох формул A_2B_2 , дістаємо:

$$\frac{A_1B_1}{F_2H_2} = \frac{A_1B_1 \cdot F_1H_1}{a_1 \cdot a_2},$$

або, скорочуючи на A_1B_1 і зробивши відповідні перетворення, дістаємо:

$$a_1 a_2 = F_2 H_2 \cdot F_1 H_1. \quad (c)$$

У випадку однакових середовищ $F_1H_1 = F_2H_2 = f$.

Тоді формула (с) остаточно має вигляд:

$$a_1a_2 = f^2. \quad (d)$$

Ця формула зветься формулою Ньютона. Користуючись нею, можна сказати, як рухатиметься зображення під час руху предмета, тобто як змінюється a_2 залежно від a_1 .

З формули (b) видно, як зв'язане збільшення, що його дає система, з розміщенням предмета. Збільшення вимірюється відношенням:

$$\frac{A_2B_2}{A_1B_1} = \frac{f_1}{a_1}. \quad (e)$$

Ми бачимо, що чим ближче до фокуса предмет, тим більше його зображення. Із збільшенням фокусної віддалі системи росте даване нею збільшення.

Досі мова йшла лише про предмети, які не мають протягу вздовж осі системи. Для того, щоб дістати поздовжнє збільшення, що його дає система, знайдемо, як буде зображатись нескінченно малий відрізок da_1 , розміщений вздовж осі.

Збільшенням у даному разі буде відношення $\frac{da_2}{da_1}$, тобто похідна від a_2 по a_1 . Згідно з формулою (d) ця похідна має такий вигляд:

$$\frac{da_2}{da_1} = -\left(\frac{f^2}{a_1^2}\right). \quad (f)$$

Ми бачимо, що з меншанням a_1 зростає a_2 , бо $\frac{da_2}{da_1} < 0$. Це означає, що при наближенні предмета зображення віддаляється.

Крім того, поздовжнє збільшення дорівнює квадратові поперечного збільшення [пор. (f) і (e)]. Якщо предмет матиме вигляд маленької кулі, то зображення матимемо у вигляді еліпсоїда. При поперечному збільшенні, рівному трьом, поздовжнє дорівнює дев'ятьом, тобто відношення осей такого еліпсоїда дорівнює трьом. Чим більше збільшення, тим сильніше еліпсоїд буде відрізнятися від сфери.

Все сказане свідчить про те, що ідеального зображення, формою подібного предметові, не може бути. Оптичні системи розв'язують це завдання тільки наближено.

Всі добуті нами висновки стосуються і окремої лінзи. Як ми вже зазначали, для неї головні площини зливаються. Формули (d), (e) і (f) правильні і для неї і їх легко можна дістати з формули (8).

§ 477. Принцип Ферма. Близько 250 років тому Ферма встановив принцип, з якого випливають всі закони геометричної оптики, що має справу з поширенням прямолінійного світлового проміння. Принцип Ферма твердить, що *світло поширюється таким шляхом, при якому час, необхідний для проходження світла від однієї точки до іншої, має найбільше або найменше значення (екстремум).*

Говорячи про час проходження світла, ми маємо на увазі, що показник заломлення вказує на швидкість поширення світла в даному середовищі; а саме, якщо тіло має показник заломлення n_1 , то швидкість світла в цьому тілі $c_1 = \frac{c}{n_1}$, де c — швидкість світла в пустоті. Тому час, протягом якого світло проходить віддаль l у середовищі з показником заломлення n_1 , визначається співвідношенням:

$$t = \frac{l}{c_1} = \frac{ln_1}{c}.$$

Добуток геометричного шляху l на показник заломлення n_1 звать оптичним шляхом. Нехай світло проходить кілька середовищ з показниками заломлення n_1, n_2, n_3 (рис. 515). З точки A світло попадає у B по такому шляху $AMNB$, для якого час

$$t = \frac{AM \cdot n_1}{c} + \frac{MN \cdot n_2}{c} + \frac{NB \cdot n_3}{c}$$

має найбільше або найменше значення.

Через те що швидкість світла c у пустоті є величина стала, то можна сформулювати принцип Ферма так: *оптичний шлях між A і B $\delta = AM \cdot n_1 + MN \cdot n_2 + NB \cdot n_3$ має мінімальне або максимальне значення.*

З принципу Ферма легко вивести закони відбивання і заломлення. У випадку відбивання оптичний шлях пропорціональний геометричному шляхові, бо світло поширюється в одному середовищі.

Нехай треба знайти найкоротший шлях з точки A у B при умові, що шлях стикається з поверхнею дзеркала MN (рис. 516). Інакше кажучи, треба знайти таку точку O на дзеркалі, щоб шлях $AO + OB$ був мінімальний. Візьмемо точку A' , симетричну з A відносно поверхні дзеркала MN . Для будьякої точки O_1 відрізок $A'O_1 = O_1A$ і, отже, $\delta = BO_1 + O_1A = BO_1 + O_1A'$. Звідси стає очевидним, що шуканою точкою буде точка O , яка лежить на перетині прямої BA' з поверхнею дзеркала MN ¹⁾. З цього способу побудови точки O дістаємо закон відбивання: $\angle AON = \angle BOM$.

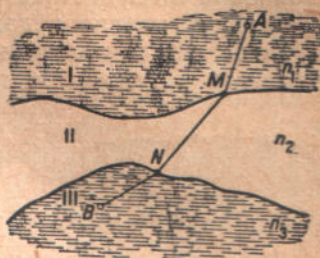


Рис. 515. До принципу Ферма.

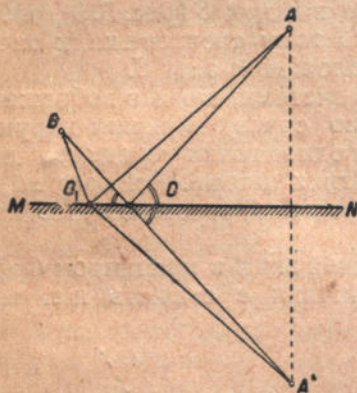


Рис. 516. Закон відбивання як висновок принципу Ферма.

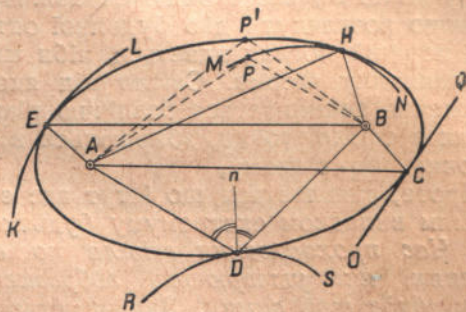


Рис. 517. При відбиванні від кривого дзеркала оптичний шлях має іноді найбільше, а іноді найменше значення.

В той час як при відбиванні від плоского дзеркала оптичний шлях має мінімальне значення, в інших випадках він може бути максимальним. Так, при відбиванні від угнутих дзеркал має місце як найменший оптичний шлях, так і найбільший. Нехай MN (рис. 517) — угнуте дзеркало, A і B — дві точки, між якими хочемо знайти оптичний шлях променя, який відбивається від дзеркала M . Побудуємо еліпсоїд обертання з фокусами A і B , дотичний до поверхні MN . З геометричної властивості еліпса випливає, що всі промені, які виходять з A , збираються у точці B . Отже, шуканий оптичний шлях проходить через точку дотику H . Легко показати, що шлях $AH + HB$ більший за будьякий інший $AP + PB$. Справді, $AP + PB < AP' + P'B$.

¹⁾ Бо пряма є найкоротша віддаль між двома точками.

Остання ж сума за геометричною властивістю еліпса дорівнює $AH + HB$. Таким чином, розглянутий випадок дає приклад найбільшого оптичного шляху. У випадку вгнутого дзеркала KL , дотичного до еліпса зовні, відбивання відбувається при мінімальному оптичному шляху, так само як і у випадку плоского дзеркала OQ і опуклого RS .

Коли світло проходить через границю MN (рис. 518) між двома середовищами з показниками заломлення n_1 і n_2 , то з умови мінімуму або максимуму оптичного шляху:

$$\delta = AC \cdot n_1 + CB \cdot n_2$$

дістаємо закон заломлення:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_1}{n_2},$$

де i і r — кути з нормаллю pq до поверхні MN .

Для середовища з показником заломлення, який неперервно змінюється, умова максимуму або мінімуму оптичного шляху може бути написана як умова максимуму або мінімуму інтеграла $\int n \cdot dl$, який виражає суму оптичних шляхів. Шлях світлового променя буває в даному випадку криволінійним. Так, наприклад, в земній атмосфері спостерігаються явища рефракції і міражу. які бувають в наслідок неперервної зміни густини, а отже, і показника заломлення повітря. Через те що густина повітря з висотою спадає, рефракція викривляє світловий промінь, що йде від зорі S (рис. 519), робить його падаючим на землю більш прямою, і тому спостережник бачить зорю у точці S' , яка є вище справжнього положення зорі S .

Якщо розглянути дію будьякої оптичної системи, що дає зображення, то на перший погляд здається, ніби ми маємо справу з різким порушенням принципу Ферма. Світло від якої завгодно точки предмета до її зображення поширюється безліччю різноманітних шляхів. Всі промені, які вийшли з світної точки, збираються в її зображенні, заломлюючись і відбиваючись по-різному.

Проте, виявляється, що і тут все є в повній згоді з принципом Ферма. Окремим випадком екстремуму будьякої величини є сталість цієї величини. Час проходження світла по всіх променях, які утворюють зображення точки, буде той самий. Задача стає неозначеною, ми не можемо вибрати променя, який відповідав би мінімальному або максимальному часові, і сказати, що всі інші заборонені. Всі промені, що йдуть через оптичну систему, однаково можливі з точки зору принципу Ферма. Як було зазначено, коли ми помістимо джерело в один фокус еліптичного дзеркала, то всі промені зберуться в другому фокусі. З геометричних властивостей еліпса прямо випливає, що оптичний шлях від одного фокуса до другого по всіх променях буде, згідно з принципом Ферма, один і той же.

При проходженні лінзи (позитивної) центральний промінь проходить менший геометричний шлях, ніж крайові промені, але, користуючись формулою (7'), можна показати, що оптичні шляхи всіх променів будуть рівні. Цей результат цілком зрозумілий, бо чим коротший світ-

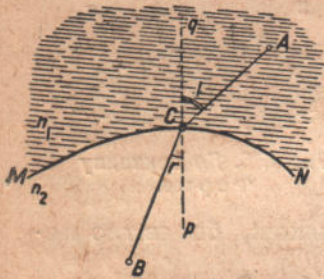


Рис. 518. Закон заломлення.

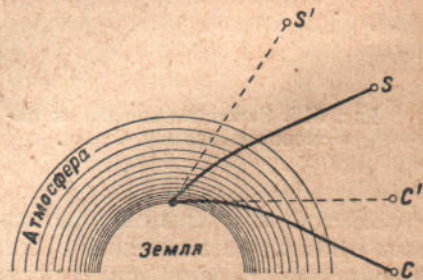


Рис. 519. Астрономічна рефракція.

ловий промінь (рис. 512), тим більший шлях цей промінь повинен пройти у склі, де світло поширюється повільніше, ніж у повітрі. Якраз це уповільнення світла у склі і компенсує вкорочення геометричного шляху променя. Можна зробити навпаки і з сталості оптичних шляхів дістати формулу (7').

Все сказане про рівність оптичних шляхів, звичайно, правильне тільки для випадків ідеального зображення, коли світній точці відповідає точкове зображення. Якщо ж система не зводить усіх променів, які вийшли з точки, знов в одну точку, то природно порушується сталість оптичного шляху по всіх променях. Чим нижча буде якість зображення, тим більше розходяться значення для різних оптичних шляхів. В сучасній теорії похибок оптичних інструментів, основоположником якої є Гамільтон, мірилом якості оптичної системи служить величина відхилів від сталості оптичних шляхів для різних променів.

§ 478. Око. Мікроскоп. Людське око (рис. 520) являє собою досить складну оптичну систему. Падаючі світлові промені спочатку заломлюються на поверхні рогової оболонки ока, а потім на двох поверхнях кришталика (він нагадує свою формою лінзу) і, пройшовши крізь очну рідину, що наповнює око, збираються на сітківці ока.

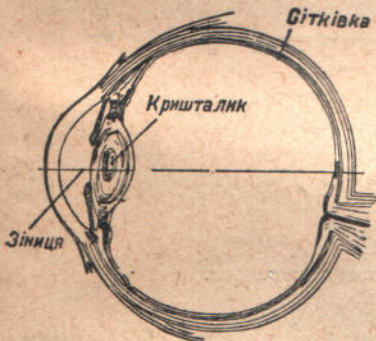


Рис. 520. Будова ока.

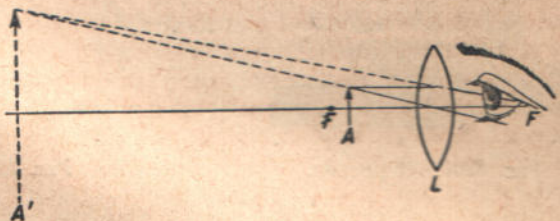


Рис. 520а. Лупа.

Сітківка складається з дуже дрібних світлочутливих елементів розміром меншим за 0,01 мм. Кожний елемент являє собою закінчення нерва, по якому світлове відчуття передається в мозок. При зазначеному розміщенні прозорих середовищ ока і сітківки на останній маємо дійсне зображення предметів, що є перед оком. За допомогою спеціальних мускулів кришталік може змінювати свою кривизну; це дозволяє бачити предмети виразними, у широких межах незалежно від їх віддалей. Здатність оптичної системи ока пристосовувати фокусну віддаль до віддалі спостережуваного предмета зветься акомодациєю. Акомодация дозволяє окові бачити предмети виразно тільки до певної віддалі, ближче якої воно вже „фокусувати“ не може. Ця віддаль, яка в середньому дорівнює 15—20 см, з віком людини збільшується через те, що мускули кришталіка втрачають свою пружність. При цьому око робиться далекозорим. Для виправлення цього дефекту служать окуляри з опуклими лінзами. Такі окуляри дозволяють дістати зображення на сітківці, тоді як у далекозорого ока це зображення знаходиться за сітківкою через малу кривизну кришталіка. Другий дефект — короткозорість, яка полягає в надто великій опуклості кришталіка, виправляють окулярами з угнутими стеклами, які віддаляють дійсне зображення.

Яскравість предметів, спостережуваних оком, зовсім не залежить від їх віддалі, бо кількість світла, яка попадає в око, обернено пропорційна квадратові віддалі предмета, так само як і збільшення площі зображення на сітківці. Це правильно лише при незмінному отворі зіниці, яка залежно від яскравості може змінювати свої розміри.

Малі предмети погано розрізняються оком через їх невелику кутову величину. Наблизити до ока спостережувані об'єкти не можна, бо вони при цьому будуть видні нерізкими. Застосування опуклої лінзи дозволяє бачити виразно предмет, дуже наближений до ока. На цьому ґрунтується будова збільшувального скла, або лупи.

Як видно з рис. 520а, око, озброєне лупою L , бачить уявне збільшене зображення A' предмета A , якщо останній вміщено між головним фокусом F і самою лупою.

Збільшення лупи дорівнює відношенню так званої віддалі ясного зору, рівної звичайно 25 см, до фокусної віддалі лупи, якщо при розгляданні

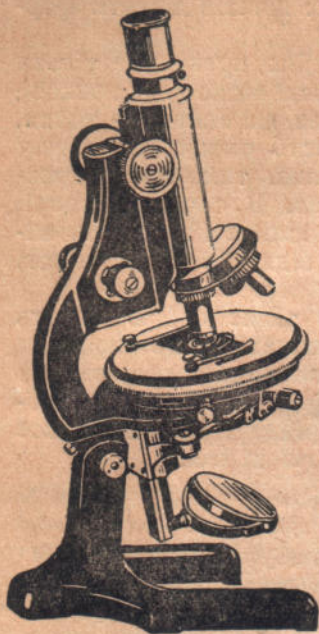


Рис. 520b. Мікроскоп.

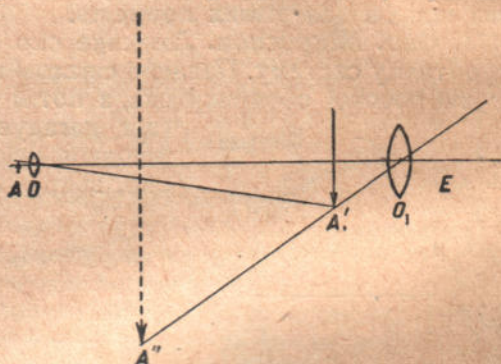


Рис. 520c. Схема мікроскопа.

в неї око акомодоване без напруги, тобто на нескінченність. Збільшення не зміниться і в тому випадку, коли помістити око близько до головного фокуса лупи і акомодувати його так, як при читанні або писанні; якщо ж при такій акомодції око помістити щільно до лупи, то збільшення буде на одиницю більше.

Щоб одержати великі збільшення, до 3000 раз, уживають мікроскоп. У мікроскопі (рис. 520b) збільшене дійсне зображення A' (рис. 520c) предмета A , яке дає об'єктив O , розглядають через окуляр O_1 , як через лупу. Око в E бачить в A'' уявне збільшене зображення.

Збільшення мікроскопа визначають такою наближеною формулою:

$$\frac{\text{Довжина тубуса} \times \text{віддаль ясного зору}}{\text{Фокусна віддаль об'єктива} \times \text{фокусна віддаль окуляра}}$$

Частіше зображення A'' знаходиться в нескінченності, а не на віддалі ясного зору, як це зображено на рис 520c. Це залежить від того, як око акомодоване.

§ 479. Фотографічний апарат. Телескоп. Фотографічний апарат має будову, яка дуже нагадує будову ока. Об'єктив O (рис. 521) утворює на світлочутливій пластинці P дійсне зображення. Для встановлення різкості зображення або, як кажуть, для „наведення на фокус“ фотоапарат треба розсувати або зсувати; для цього дошка об'єктива може рухатися відносно задньої стінки з касетою, в якій міститься фотопластинка. Об'єктив звичайно буває в оправі з закривкою і діафрагмою із змінним отвором. Закривка дозволяє відкривати під час фотографування об'єктив на потрібний час, який при яскравому освітленні іноді буває менший за соту частку секунди. Чим більший отвір об'єктива, тим менше часу потрібно для

знімання, бо тим яскравіше освітлено зображення. Практичною мірою, яка служить для визначення „світлосили“ об'єктива, є відношення фокусної віддалі до діаметра його отвору. Це число звичайно позначається,

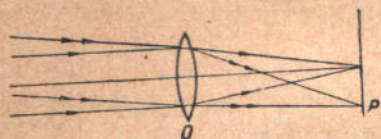


Рис. 521. Схема фотографічного апарата.

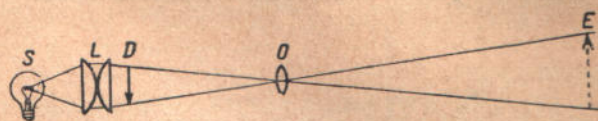


Рис. 521а. Схема проєкційного апарата.

як $f:4,5$, де число 4,5 означає, що фокусна віддаль у даному випадку в 4,5 раза більша, ніж діаметр об'єктива. Освітленість зображення обернено пропорційна квадратові світлосили об'єктива і так само, як в оці, не залежить від віддалі об'єкта, якщо він дуже віддалений.

Кінознімальний апарат відрізняється в принципі від фотографічного лише тим, що замість касети з фотопластинкою він має пристрій, який дозволяє протягувати кінострічку.

Пристрій для проектування на екран — проєкційний апарат також нагадує фотоапарат.

Прозорий рисунок — діапозитив D (рис. 521а) вміщують перед освітлювальною лінзою (конденсором) L . Зображення потужної лампи S сфокусовано на об'єктиві O , який також встановлений на такій віддалі від діапозитива, що на екрані E дістаємо різке зображення діапозитива. Таке розміщення дає найвидніше використання світла лампи S , бо все світло, яке падає на конденсор L , бере участь в утворенні зображення на екрані.

Для збільшення віддалених предметів застосовують зірну трубу, або телескоп. У найпростішому вигляді телескоп складається з двох лінз, об'єктива і окуляра. Останній може бути як позитивною лінзою (кепелерова труба), так і негативною (галілеєва труба, або бінокль).

Дійсне зображення, утворюване об'єктивом кепелерої труби (рис. 522) в його головному фокусі F , розглядають в окулярі O як у лупу. Через це предмети видно збільшеними. Збільшення телескопа дорівнює відношенню фокусних віддалей об'єктива і окуляра.

В галілеєвій трубі уявне збільшене зображення утворюється дією негативної окулярної лінзи. Хід променів подано на рис. 522а. Галілеєву трубу застосовують в тих випадках, коли не потрібне велике збільшення, наприклад, у театральних біноклях. При великому збільшенні дія негативного окуляра дуже невигідна через великий кут розходження променів, які проходять повз око. Кепелерова труба дає обернене зображення. Тому для

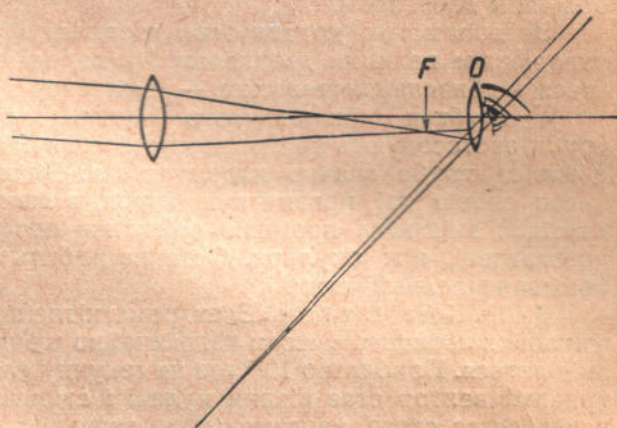


Рис. 522. Схема кепелерої труби.

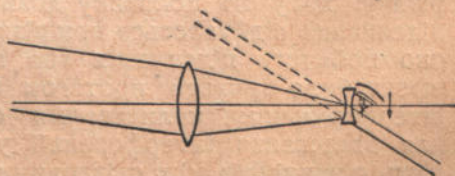


Рис. 522а. Схема галілеєвої труби.

земних спостережень в окуляр вставляють додаткову лінзу (рис. 523), яка обертає зображення. Найбільший астрономічний телескоп—рефрактор¹⁾, що є в Ієркській обсерваторії в Америці, має об'єктив з діаметром 1 м. Його збільшення досягає 2000.

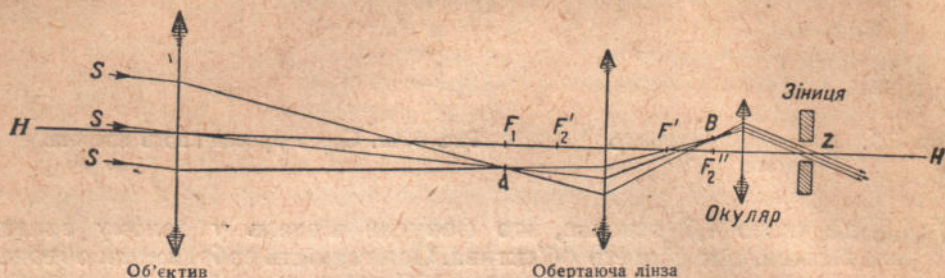


Рис. 523. Земна труба.

У великих астрономічних телескопах об'єктиви часто замінюють параболічним дзеркалом.

За допомогою додаткового дзеркала M_2 (рис. 507) дійсне зображення, утворюване великим дзеркалом M_1 , передають до окуляра O . Тепер будеється відбивальний телескоп—рефлектор з п'ятиметровим дзеркалом.

У трубках призматичного бінокля замість обертаючої лінзи земної труби застосовують дві прямокутні скляні призми (рис. 524). Одночасно довжина труби значно вкорочується. Бінокль являє собою дві призматичні труби, в яких в наслідок зміщення променів об'єктиви ширше розставлені, ніж окуляри. Останнє робить зображення рельєфнішим.

§ 480. Когерентність. Електромагнітне поле світлових коливань з часом надзвичайно швидко змінюється. Приблизно 10^{15} раз на секунду електричний вектор стає рівним нулеві і стільки ж раз досягає свого максимального значення.

Зорове вражіння зумовлюється середнім значенням електричного вектора хвилі за порівняно великий проміжок часу, а не значенням його в кожний момент. Це відіграє велику роль у випадку додавання світлових коливань. Якщо в одну точку сходяться два світлових коливання, то в результаті їх додавання вони або підсилюють одне одного, або ослаблюють; відбувається явище їх інтерференції, зовсім так само, як і у звукових хвиль (§ 133). Повне гасіння маємо при різниці ходу на половину довжини хвилі (різниця фаз— π); максимальне підсилення відбувається при різниці ходу на цілу довжину хвилі. Ясно, що око побачить підсилення або гасіння світла лише при умові, що цей ефект буде тривати протягом багатьох коливань, коли різниця фаз між інтерферуючими коливаннями буде залишатись сталою. Таким чином, для одержання інтерференції у будьякій точці простору необхідна сталість різниці фаз між світловими коливаннями, які приходять у цю точку; такі коливання називають когерентними.

Всяке світне тіло складається з дуже багатьох джерел коливань; світлові хвилі утворюються окремими атомами речовини; ми спостерігаємо завжди сумарну дію багатьох атомів. Щоб дістати інтерференцію від двох джерел світла, необхідно, щоб у місці спостереження хвилі, ви-

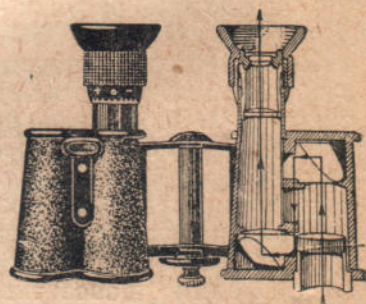


Рис. 524. Призматичний бінокль.

¹⁾ Рефракторами звуть телескопи, в яких дійсне зображення утворюється об'єктивом.

промінювані всіма атомами одного джерела, відрізнялись щодо фази на одну й ту ж величину від хвиль другого джерела. Такий збіг неймовірний; тому між променями двох різних джерел світла не можна дістати явища інтерференції. Інтерференція спостерігається тільки в тому випадку, коли світлові промені одного джерела якимнебудь способом (відбиванням, заломленням) були „роздвоєні“ і потім знову зведені.

§ 481. Дзеркала Френеля. Як приклад оптичної системи, яка дозволяє роздвоїти світлові промені, розглянемо так звані дзеркала Френеля (рис. 525). Френель запропонував встановлювати два дзеркала A і B під кутом, близьким до 180° . Очевидно, картина, яка буде на екрані E , буде такою ж, якби замість джерела S і дзеркал A і B були взяті два джерела S' і S'' , що є зображеннями S у дзеркалах A і B , з тією лише різницею, що в установці Френеля промені від джерел світла S' і S'' когерентні (здатні інтерферувати).

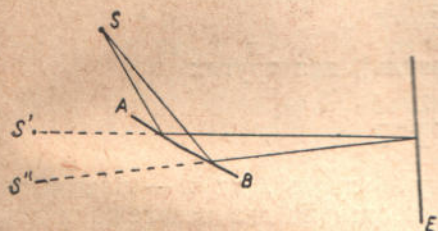


Рис. 525. Дзеркала Френеля.

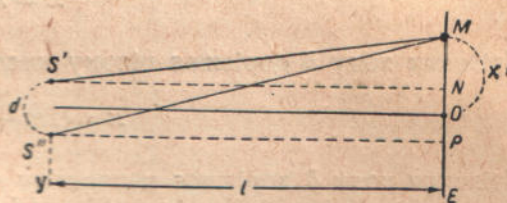


Рис. 526. Розрахунок інтерференції.

Нехай віддаль зображень S' і S'' одного від одного є d і віддаль їх від екрана E дорівнює l (рис. 526). Нехай O буде точкою екрана E , однако віддаленою від S' і S'' . Обчислимо „різницю ходу“ $\delta = S''M - S'M$. Якщо ця різниця дорівнюватиме половині довжини хвилі, ми повинні будемо зробити висновок, що в точці M світлові коливання взаємно знищують одне одного. Нехай $MO = x$. З прямокутного трикутника $MS'N$:

$$(MS')^2 = (S'N)^2 + (NM)^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2.$$

З трикутника $MS''P$:

$$(MS'')^2 = (S''P)^2 + (PM)^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2.$$

Візьмемо різницю

$$(MS'')^2 - (MS')^2 = \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 = 2xd.$$

Отже,

$$(MS'' - MS') \cdot (MS'' + MS') = 2xd.$$

Перший множник лівої частини цієї рівності є різниця ходу δ , що нас цікавить; другий множник можна наближено прийняти рівним $2l$, бо віддаль d між S' і S'' звичайно дуже мала. Остаточо приходимо до формули:

$$\delta = \frac{xd}{l},$$

де x — віддаль від O до розгляданої точки екрана.

Якщо здійснити дослід з дзеркалами Френеля, то на екрані E у точці O ми дістанемо світлу точку; в це місце промені приходять в однаковій фазі і взаємно підсилюють один одного. В міру віддалення від точки O ми прийдемо в таке місце екрана на віддалі x_1 від центра, де $\frac{x_1 \cdot d}{l}$ стане рівним половині довжини хвилі $\frac{\lambda}{2}$. Світлові коливання, які приходять у цю точку, знищують одне одного; тут ми дістанемо темну смугу¹⁾. При дальшому переміщенні по екрану E ми прийдемо в таку точку, де $\delta = \frac{x \cdot d}{l} = \lambda$. Тут коливання знову будуть в одній фазі; в цьому місці спостерігається світло. Таким чином, віддаляючись від центра екрана, ми поперемінно будемо виявляти то світлі місця, то темні. Перші будуть на віддалі

$$x = k\lambda \cdot \frac{l}{d}$$

(різниця ходу δ дорівнює цілому числу хвиль), для других

$$x = (2m - 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{l}{d}$$

(різниця ходу δ дорівнює непарному числу півхвиль), де m — ціле число.

Якби замість зображень S' і S'' ми поставили два незалежних джерела світла, освітленість екрана скрізь дорівнювала б подвійній освітленості і ніяких темних смуг не спостерігалося б. В результаті додавання світлових коливань замість рівномірно освітленого поля буває смугаста інтерференційна картина (рис. 527).

червоний
колір
синій
колір

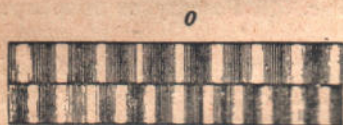


Рис. 527. Інтерференційні смуги в різних кольорах.

Поява темних смуг, звичайно, ні в якій мірі не суперечить законам зберігання енергії. Внаслідок інтерференції світлова енергія не зникає, а просто перерозподілюється по екрану. Якщо в темних смугах освітленість менша, ніж у випадку рівномірного освітлення двома некогерентними джерелами, то в світлих смугах вона більша, ніж при рівномірному освітленні. Середня освітленість (і потік енергії, який падає на екран) в обох випадках буде та сама.

Через те що віддалі d і l , так само як і x , в досліді відомі, зроблений вище розрахунок дозволяє визначити довжину світлової хвилі. При віддалі між зображеннями $0,5$ мм і віддалі до екрана 5 м у зеленому світлі дістаємо смуги на віддалі 5 мм одна від однієї. Звідси знаходимо довжину хвилі зеленого світла: $\lambda = 0,5$ μ . Для різних кольорів довжини хвиль мають різне значення: для червоного $\lambda = 0,75$ μ , для синього $\lambda = 0,45$ μ і т. д. Звідси виходить, що коли провести інтерференційний дослід з білим світлом, то темні і світлі смуги матимемо в кількох різних місцях для різних кольорів. Через це світлі смуги стають радужними. На якійсь віддалі від центра знайдеться таке місце, де темна смуга червоного кольору збігається з світлою смугою синього. В результаті цього інтерференційна картина зникне уже на третій або четвертій смугі. Чим менше різних довжин хвиль має джерело світла (чим вужчий його спектр), тим далі можна простежити інтерференційні смуги.

¹⁾ Звичайно, тільки у випадку рівності амплітуд. Якщо амплітуди не рівні, то маємо тільки часткове ослаблення. Далі ми скрізь для простоти будемо вважати амплітуди двох хвиль рівними.

§ 482. Кольори тонких плівок. Кільця Ньютона. „Інтерференційні кольори“ відрізняються від звичайного кольору тіл тим, що їх можна спостерігати у безбарвних прозорих тіл, і ще тим, що вони змінюються при зміні умов освітлення і спостереження. Появу інтерференційного забарвлення можна спостерігати на тонких плівках, наприклад, гасу, який плаває на воді, або на стінках мильного пузира.

Нехай на мильну плівку MN (рис. 528) падає світло під кутом i до нормалі. Припустимо, що ми спостерігаємо явище оком, дивлячись на верхню поверхню плівки; це означає, що око акомодовано („сфокусовано“) на цю площину.

Розглянемо будьяку точку поверхні A ; через цю точку від джерела S в око спостережника, відбившись від плівки, пройдуть два промені SA та SB . Промінь SA попадає в око безпосередньо після відбиття від верхньої границі, промінь SB , як видно з рис. 528, проходить далеко складніший шлях. Око, сфокусоване, як було відзначено, на верхню границю, збере обидва промені в одній точці сітківки P . В точку P промені прийдуть з певною різницею ходу, оскільки вони проходять різні шляхи. Залежно від величини різниці ходу око побачить точку A світлою або темною (в монохроматичному світлі). Підрахуємо, як залежить ця різниця ходу від кута падання i , товщини плівки d і показника заломлення плівки n . При цьому треба взяти до уваги, що через малість зіниці ока промені SA та SB повинні бути дуже близькими, інакше вони одночасно не попадуть у зіницю. Отже, при розрахунку ми можемо вважати з достатньою точністю промені SA та SB паралельними (тобто кут BSA нескінченно малим). Їх непаралельність дуже важлива тільки для акомодациі ока. Якщо провести BR перпендикулярно до обох променів, то до точок B та R обидва промені йдуть в однакових умовах і приходять у ці точки в однаковій фазі. Проте, починаючи з цього моменту, умови їх поширення стають різними. Перший промінь (SA) до точки A проходить відрізок RA у повітрі; другий промінь (SB) до точки A проходить шлях BCA в середовищі з показником заломлення n . Різниця оптичного ходу між першим і другим променями, які зішлись в точці A , буде, очевидно, рівна

$$n(BC + AC) - RA.$$

З рис. 528 видно, що

$$RA = BA \sin i$$

і

$$BA = 2d \operatorname{tg} r,$$

звідки

$$RA = 2d \operatorname{tg} r \sin i.$$

З другого боку,

$$BC = AC = \frac{d}{\cos r}.$$

Тоді різниця ходу:

$$n(BC + AC) - RA = \frac{2nd}{\cos r} - 2d \operatorname{tg} r \sin i = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

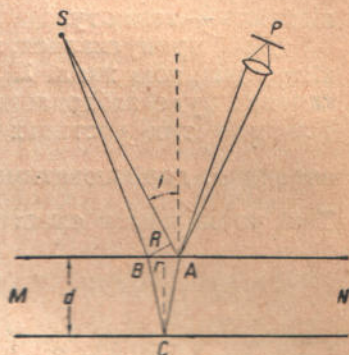


Рис. 528. Смуги рівної товщини.

(бо $\sin i = n \sin r$). Ми таким чином знайшли різницю ходу для променів у точці А. Щоб дістати остаточну різницю ходу між променями в точці Р, треба ще взяти до уваги одну надзвичайно важливу річ. Світлові хвилі, як і всі хвилі, відбиваючись від більш густого середовища, „втрачають півхвилі“, тобто зазнають зміни фази на π . В нашому випадку перший промінь відбивається від більш густого середовища, а другий — від менш густого; отже, між ними утворюється додаткова різниця ходу в півхвилі.

Зважаючи на це, ми остаточну дістаємо:

$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}.$$

Коли товщина d така, що зазначена різниця ходу променів дорівнює парному числу півхвилей, ми будемо бачити світло, при непарному числі півхвилей — темноту.

Досі припускалося, що джерело випускає монохроматичне світло з однією довжиною хвилі λ . У випадку джерела білого світла спостережувана картина буде забарвленою так само, як у досліді з дзеркалами Френеля. Тільки в тих частинах плівки, де товщина d значно менша півхвилі, δ , очевидно, дорівнюватиме для всіх променів $\frac{\lambda}{2}$, і це місце буде темним.

Такі чорні плями спостерігають на мильних пузирях.

Якщо взяти дуже пологий скляний клин, товщина якого поступово зменшується від одного краю до другого, то у відбитому від нього світлі будуть видні кольорові смуги, паралельні заломній грані клина.

В частині А (рис. 529), де товщина d дуже мала, різниця ходу δ дуже близька до $\frac{\lambda}{2}$.

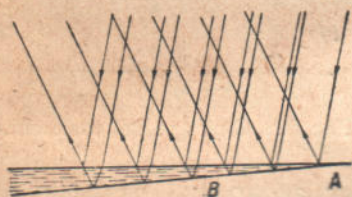


Рис. 529. Інтерференційні смуги в клині.

При переході до товстішої частини клина ми прийдемо в таке місце В, де $\delta = \lambda$. Там буде видна світла смуга; вона буде радужною, бо хвилі різних довжин (різних кольорів) задовольняють умову $\delta = \lambda$ при трохи різних значеннях товщини d . При дальшому пересуванні по клину ми будемо послідовно проходити місця, які відповідають різниці ходу 2λ , 3λ і т. д. В таких місцях будуть видні радужні смуги, тоді як проміжки між ними зайняті темними смугами. Очевидно, чим більший буде кут клина, тим швидше буде наростати різниця ходу під час руху вздовж клина і тим густіші будуть смуги.

Тому інтерференційні смуги можна спостерігати тільки в дуже пологих клинах, бо при хоч трохи значному куті клина інтерференційні смуги стають остільки густі, що їх не можна розрізнити. Смуги аналогічного походження виникають при накладанні слабо опуклої лінзи на плоску пластинку в клиноподібному повітряному шарі між ними. В цьому випадку вони мають вигляд кілець, розміщених все густіше і густіше при віддаленні від центра. Їх називають кільцями Ньютона.

Смуги в прозорому клині і кільця Ньютона показують місця, в яких різниця ходу стала через незмінну товщину середовища; тому їх звать смугами рівної товщини.

Наведений вище вираз для величини різниці ходу двох променів залежить крім товщини d і від кута i падання світла. Тому кільця Ньютона зміщуються при переміщенні ока спостережника, хоч вплив товщини далеко помітніший. Проте, і в ідеально точній плоскопаралельній пластинці можна спостерігати інтерференційні смуги, положення яких визначається виключно

кутом падання світла. Нехай на пластинку з незмінною по всій поверхні товщиною d падає розсіяне світло (усіх напрямів). Для спостереження візьмемо об'єктив O (рис. 530) з екраном E , вміщеним у головному фокусі. Кожній точці екрана E відповідає певний напрям променів. У зробленому вище розрахунку різниці ходу ми прийняли наближено, що падаючі промені паралельні. Тепер це виконується точно. Отже, вираз для різниці ходу буде тим же:

$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{1}{2}\lambda.$$

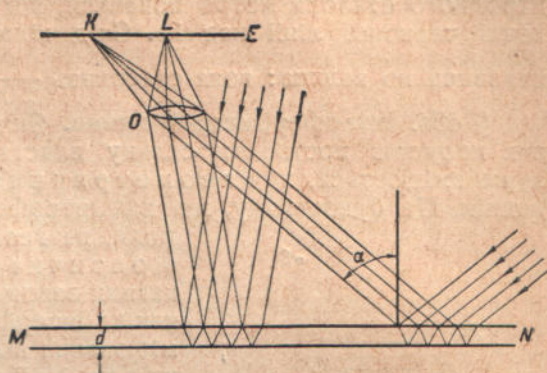


Рис. 530. Смуги рівного нахилу.

Під час спостереження оком через те що на протязі всієї пластинки товщина d незмінна, око, акомодоване на поверхню пластинки, не побачить смуг. Вся пластинка буде забарвлена в певний колір, який змінюється залежно від кута спостереження. Але, акомодуючи око на нескінченність (це можна зробити, дивлячись на відбиток в пластинці віддаленого предмета), ми побачимо кругові смуги, які зветься смугами рівного нахилу. Ще краще це буде помітно при спостереженні зазначеним вище способом у зірну трубу.

У прохідному світлі темні смуги рівної товщини і темні смуги рівного нахилу стають світлими, бо в цьому випадку не втрачається півхвиля при відбиванні.

При найменшому відхиленні пластинки від плоскопаралельності кругла форма смуг рівного нахилу перетворюється на неправильну. Цим користуються при перевірці якості шліфування плоских скляних поверхень. При цьому можна помітити відхилення від плоскопаралельності на $0,00001$ мм.

§ 483. Інтерферометр Майкельсона. Явище інтерференції спостерігається при певній різниці ходу двох інтерферуючих хвиль. Досить змінитися цій різниці ходу на дуже малу величину порядку частки світлової хвилі, щоб можна було помітити істотну зміну інтерференційної картини (переміщення смуг). Майкельсон застосував цю властивість для дуже точного виміру довжин.

Прилад, запропонований Майкельсоном (інтерферометр Майкельсона), подано на рис. 531. Світло від джерела S падає на скляну пластинку P , вкриту напівпрозорим шаром срібла. Промені одночасно відбиваються до дзеркала 1 і проходять наскрізь до дзеркала 1. Після відбивання від обох дзеркал світло повертається до пластинки P , при чому промінь, який іде від дзеркала 2, попадає в око E , пройшовши крізь пластинку, а промінь від дзеркала 1 — відбившись від неї. В результаті інтерференції

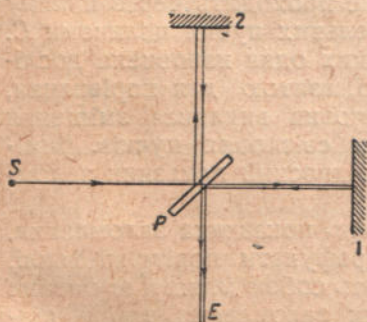


Рис. 531. Схема інтерферометра Майкельсона.

являються темні смуги. Досить зсунути одно із дзеркал в напрямі променя, наприклад, на півхвилі, щоб інтерференційна картина на екрані зсунулась на цілу смугу. Виявляється можливим реєструвати зміщення дзеркал навіть на десяти частки довжини хвилі, що становить

приблизно $\frac{1}{20\,000}$ мм. Просуваючи дзеркало 1 вздовж вимірюваного об'єкта і рахуючи смуги, які проходять у полі зору прилада, можна вимірювати довжини в частках світлової хвилі. Проведені таким способом виміри міжнародного еталона метра показали, що він дорівнює 1 553 164,13 довжини хвилі червоної лінії кадмію. Слід відмітити, що точність таких вимірів надзвичайно велика: вона становить $\frac{1}{2\,000\,000}$ вимірюваної величини.

§ 484. Інтерферометр Жамена. Якщо на шляху одного з інтерферуючих променів поставити скляну пластинку, то інтерференційна картина дуже змінюється, хоч геометричний шлях променів лишається попереднім. Це буває тому, що для інтерференції важлива, як ми вже говорили, не геометрична різниця ходу променів δ_0 , а оптична різниця ходу $\delta = \delta_0 \cdot n$, де n — показник заломлення середовища. У зв'язку з цим явище інтерференції можна використати для вимірювання показників заломлення, дуже близьких до 1. Для таких вимірювань іноді застосовують інтерферометр Жамена (рис. 532), в якому два пучки просторово поділені. Світло від джерела S відбивається від двох товстих скляних дзеркал M_1 і M_2 . При цьому промені світла роздвоюються в M_1 внаслідок одночасного відбивання від поверхні скла a_1 і від посрібленої грані b_1 . У дзеркалі M_2 відбивається аналогічне явище. В результаті

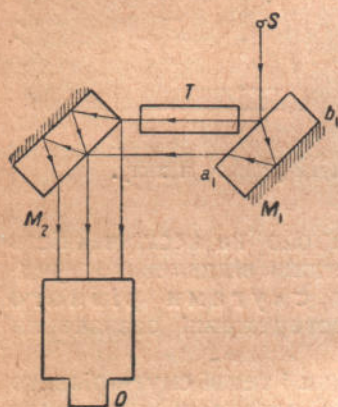


Рис. 532. Схема інтерферометра Жамена.

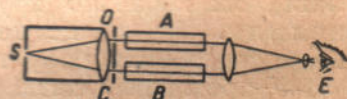


Рис. 533. Схема технічного інтерферометра Цейсса, побудованого за принципом Релея.

промені виходять із M_2 паралельними. Когерентні промені, які виходять з дзеркала M_2 , інтерферують. Вміщуючи на шляху одного з променів випробовувану речовину T , можна по зміщенню інтерференційних смуг, вимірюваних мікрометром в окулярі O , визначити показник заломлення n речовини T .

Інтерферометри для аналізу газів і рідин, випущені Цейссом, збудовані за принципом Релея (рис. 533). Світло, яке проходить через щілину S і через об'єктив O , поділяється на два паралельних пучки щілинами C . На шляху променів уміщені трубки A і B , з яких одна наповнена досліджуванним газом або рідиною, друга — відомою, взятою для порівняння, речовиною. Різниця показників заломлення речовин викликає зміщення смуг, які бувають внаслідок інтерференції обох світлових пучків. Вимірювання зміщення смуг дозволяє визначити відносний показник заломлення.

Інтерференційні смуги такі чутливі до змін показника заломлення, що за допомогою їх можна, наприклад, сфотографувати повітряні хвилі, які виникають при польоті кулі. Ці хвилі являють собою місцеві згущення і розрідження повітря і, отже, мають показник заломлення, трохи відмінний від навколишнього середовища.

§ 485. Інтерференційна спектроскопія. Інтерферометр Фабрі й Перо. Пластинка Луммера. Вище ми показали, що віддаль між інтерференційними смугами залежить від довжини світлової хвилі. Тому смуги, одержані в білому світлі, мають радужне забарвлення. Крайні кольори білого світла відрізняються довжиною хвилі у два рази; відповідно темні місця інтерференційної картини в червоному світлі зміщені відносно смуг у синьому світлі.

Чим вузчий спектр джерела світла, тим далі можна простежити інтерференційну картину, тобто тим краща видимість. Коли спектр джерела складається з кількох ліній, видимість смуг змінюється періодично. Будемо спостерігати, наприклад, за допомогою клина (§ 482) результат спільної дії двох спектральних ліній, які мають різні довжини хвиль λ_1 і λ_2 , при чому $\lambda_1 > \lambda_2$. Припустимо, що різниця між λ_1 і λ_2 невелика, тобто що відповідні лінії спектра уявляються нашому оку приблизно однакового кольору. Темні смуги для лінії λ_1 розсунуті одна від одної далі, ніж для λ_2 . Отже, на клині знайдеться таке місце А (рис. 534), в якому темна смуга для λ_1 припадає на світле місце λ_2 . В цьому місці клина інтерференційна картина зникне. Як видно з рис. 534, далі буде спостерігатись періодична поява і зникнення смуг у місцях В, С і т. ін.

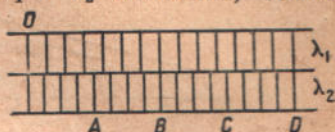


Рис. 534. Видимість інтерференційних смуг.

Коли джерело світла має спектр, який складається з кількох ліній, видимість смуг має складний характер, на підставі якого роблять висновки про спектральний склад. Користуючись цією властивістю, вивчають деталі структури окремих спектральних ліній (їх кратність, ширину, інтенсивність компонент), зовсім недоступні безпосереднім спектроскопічним дослідженням.

Проте, для точних досліджень мало придатні розпливчасті інтерференційні картини, які ми одержуємо в результаті додавання двох коливань, як це має місце в дзеркалах Френеля та інтерферометрах Майкельсона, Жамена і Релея.

Для збільшення різкості картини застосовують прилади, які дають інтерференцію більшої кількості когерентних коливань з лінійно-зростаючою фазою.

Якщо вважати, що коливання косинусоїдальні, то результуюча амплітуда стане сумою такого ряду:

$$A_0, A_1 \cos \varphi_0, A_2 \cos 2\varphi_0, A_3 \cos 3\varphi_0, \dots$$

A_1, A_2, A_3, \dots можуть бути або рівні поміж собою (дифракційні ґрати), або змінюватися за певним законом ($\frac{A_{n+1}}{A_n} = \text{const.}$ для інтерференційних спектроскопів).

Чим більше число коливань додається, тим різкіша картина (див. Дифракційні ґрати, § 494). Щоб дістати такі когерентні коливання з зростаючим запізнюванням фази, застосовують повторні відбивання.

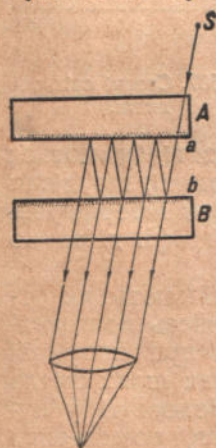


Рис. 535. Схема інтерферометра Фабрі й Перо.

На цьому принципі ґрунтується дія двох приладів для тонких спектральних дослідів—інтерферометра Фабрі й Перо і пластинки Луммера й Герке. Інтерферометр Фабрі й Перо складається з двох плоскопаралельних пластинок А і В (рис. 535) з посрібленими напівпрозорим шаром срібла сторонами а і б, оберненими одна до одної. Світло від джерела S проходить крізь срібний шар а і, падаючи на напівпрозоре дзеркало б, частково проходить крізь нього і частково відбивається назад до дзеркала а. В результаті многократних відбивань з пластинки В виходять паралельні промені меншаючої інтенсивності з різницею фаз φ_0 , визначуваною подвійною віддаллю між пластинками А і В. Очевидно, всі ці промені когерентні, бо всі вони виходять з уявних зображень джерела S.

Пластинка Луммера і Герке (рис. 536) утворює картину, цілком подібну до тієї, яка буває в інтерферометрі Фабрі й Перо. Кожний

промінь „роздрібноється“ тут при многократному відбиванні між плоскопаралельними гранями a і b скляної пластинки під кутами, близькими до кута повного внутрішнього відбиття.

Світлі смуги пластинки Луммера і темні в інтерферометрі Фабрі й Перо виходять дуже вузькими і поділеними широкими проміжками. Та-

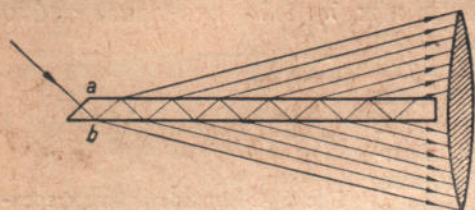


Рис. 536. Пластинка Луммера і Герке.

ким способом передаються найтонші деталі будови спектральних ліній. За допомогою інтерферометра Фабрі й Перо можна також робити висновок про деталі спектра, спостерігаючи зникнення смуг при розсуванні пластинок. Фабрі й Перо виявили, що зелена лінія ртуті, видима одинарною в найсильніший спектроскоп, насправді складається з трьох ліній. Ще

більшу роздільну силу має пластинка Луммера і Герке, за допомогою якої стало можливим розділити ту саму зелену лінію ртуті на 20 окремих ліній, що групуються в три щільні групи, виявлені Фабрі й Перо.

§ 486. Стоячі світлові хвилі. Кольорова фотографія (метод Ліпмана).

При відбиванні світла від плоского дзеркала в результаті інтерференції падаючої і відбитої хвилі спостерігаються стоячі світлові хвилі (рис. 537) (§ 134).

На явищі стоячих світлових хвиль базується розроблений Ліпманом метод кольорової фотографії. Шар прозорої світлочутливої емульсії наносять на дзеркало. Після того як виготовлена таким способом пластинка була під дією світла і потім проявлена, при мікроскопічному дослідженні розрізу шару емульсії виявляється почорніння у вигляді окремих прошарків, поділених світлими проміжками. Це пояснюється тим, що хемічна дія світла виявляється тільки у видугах електричного поля стоячої хвилі, але не у вузлах; віддаль між почорнілими ділянками шару дорівнює половині довжини хвилі світла, яке діяло на емульсію. Якщо розглядати негативи, одержані зазначеним способом у відбитому білому світлі, то через наявність прошарків виділеного срібла, відокремлених віддаллю у півхвилі, від пластинки відбиваються тільки ті промені, які мають довжину хвилі таку ж, як промені, що діяли на пластинку. Решта знищується, так само як це буває при інтерференційному забарвленні тонких плівок. Таким чином, на фотографії дістаємо відтворене забарвлення сфотографованих предметів.

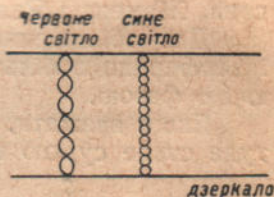


Рис. 537. Стоячі світлові хвилі.

§ 487. Явище дифракції. В геометричній оптиці приймають як основну передумову прямолінійність поширення світла. Тому, наприклад, при побудові зображень в оптичних системах шлях світла уявляють в однорідному середовищі у вигляді прямолінійних променів, розміщення яких визначається законами заломлення і відбивання. Проте, досліди показують, що в ряді випадків такого простого уявлення недосить. Так, коли підійти навіть до дуже простої задачі про тінь непрозорого предмета, то висновки, зроблені на підставі уявлень геометричної оптики, не відповідають досліду.

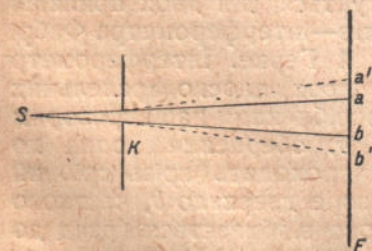


Рис. 538. Дифракція світла.

Нехай на екрані E (рис. 538) маємо слід вузької щілини K . Дослід показує, що в даному випадку замість світлового різкого сліду ab дістаємо розміту смугу або, вірніше, ряд смуг, які заповнюють область $a'b'$, значно

ширшу, ніж це впливає з геометричних міркувань. Описане явище зветься дифракцією. Воно полягає в тому, що світлові хвилі відхиляються від прямолінійного шляху. Цю властивість мають усі хвилі незалежно від їх природи.

§ 488. **Принцип Гюйгенса — Френеля.** Гюйгенс і Френель розглядали поширення світлових хвиль як послідовне збурення точок простору, в якому поширюється світло. Кожна точка хвильової поверхні (тобто поверхні з однаковою фазою світлових коливань) є самостійним джерелом вторинних хвиль, які поширюються з швидкістю світла. Поширення хвилі є результатом інтерференції коливань, які виходять з цих когерентних джерел.

Розглянемо поширення світла в ізотропному середовищі, в якому швидкість світла по всіх напрямках однакова. Нехай в якийсь момент часу хвильова поверхня або „фронт“ хвилі були в положенні A (рис. 539). Всі точки поверхні A починають одночасно давати коливання з швидкістю світла c (ці вторинні хвилі подані на рисунку малими колами).

Як показав Кірхгоф, інтенсивність цих вторинних хвилі буде найбільшою в напрямі нормалі до хвильової поверхні, тобто випромінювання вторинних джерел, „спалахуючих“ на поверхні хвилі, має різко спрямований характер.

В результаті через час t коливання поширюються на віддаль $d = t \cdot c$, що, очевидно, відповідатиме переміщенню всього фронту в положення B , яке від A знаходиться на тій же віддалі d . Фронт хвилі B за означенням повинен проходити через усі точки простору, які є в одній фазі; отже, він дотикається до всіх сфер радіуса d , які являють собою вторинні хвильові поверхні через час t . *Хвильовий фронт є, таким чином, поверхнею, яка огинає поверхні вторинних хвиль, що виникають у просторі, в якому поширюється світло.*

В ізотропному середовищі світлові промені є нормаллями до хвильової поверхні.

Користуючись принципом Гюйгенса — Френеля, можна вивести закони відбивання й заломлення світла. Нехай на дзеркало MN (рис. 540) падає світлова хвиля. Для простоти ми візьмемо віддаль джерела світла дуже великою, через що фронт хвилі AB може вважатися плоским. В якийсь момент хвильова поверхня AB дотикається до дзеркала у точці A .

Тут виникають вторинні коливання, які поширюються з швидкістю світла c . Час запізнювання t , за який коливання досягнуть дзеркала від точки B , дорівнює $t = \frac{BC}{c}$. За цей час вторинні коливання, які поширюються з тією ж швидкістю c , досягнуть сфери з радіусом $AD = BC$. Таким чином, ми знайдемо, що всі точки в площині CD , дотичній до сфери LK і перпендикулярній до площини рисунка, мають одну фазу і, отже, площина CD є фронтом відбитої хвилі. З одержаної геометричної побудови відбитої хвильової поверхні CD впливає закон відбивання світла: кути падаючого променя AT і відбитого AR з нормаллю An дорівнюють один одному.

Розглянемо два середовища, поділені плоскою границею. Нехай на поверхню розділу MN (рис. 541) падає плоска хвиля AB . Ми припустимо, що в середовищі I світло поширюється з швидкістю c , а в середовищі II —



Рис. 539. Утворення хвильового фронту.

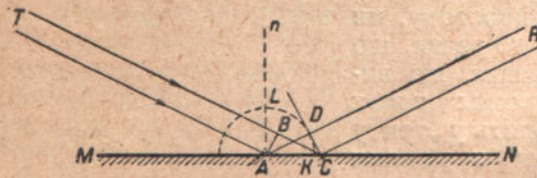


Рис. 540. Відбивання хвиль.

із швидкістю v , при чому $v < c$. Коливання в точках A і B знаходяться в одній фазі. В той момент, коли фронт AB дотикається до границі розділу MN , від точки A в середовищі II починають поширюватися вторинні коливання з швидкістю v . Одночасно коливання від точки B поширюються з швидкістю c , більшою ніж v . Нехай віддаль

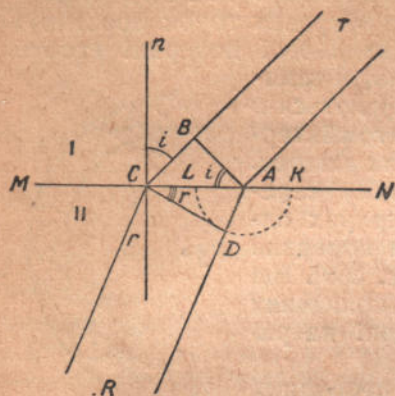


Рис. 541. Заломлення хвилі.

BC коливання проходять за час $t = \frac{BC}{c}$. За цей час вторинні коливання з точки A досягнуть сфери LDK з радіусом $AD = t \cdot v = BC \cdot \frac{v}{c}$.

При цьому всі точки сфери LDK матимуть фазу, однакову з точкою C , і, отже, поверхня хвилі в середовищі II буде площиною CD , дотичною до сфери LDK і перпендикулярною до площини рисунка. З прямокутного трикутника ABC ми знайдемо $AC =$

$= \frac{BC}{\sin i}$ (рис. 541). З трикутника ACD : $AC = \frac{AD}{\sin r}$. Тоді: $\frac{AD}{\sin r} = \frac{BC}{\sin i}$, звідки $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{BC}{AD}$.

Або, користуючись виведеним вище спів-

відношенням $AD = BC \cdot \frac{v}{c}$, остаточно знайдемо:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{c}{v}.$$

Відношення швидкостей світла $\frac{c}{v} = n$ зуть відносним показником заломлення двох середовищ. Кути i і r є кутами променів падаючого TC і заломленого CR з нормаллю до границі розділу. Ми дістали, таким чином, закон заломлення: синуси кутів з нормаллю до границі розділу двох середовищ падаючого і заломленого променів відносяться як швидкості світла в середовищах.

§ 489. Зони Френеля.

Обчислюючи загальну дію хвильового фронту в якій-небудь точці простору, ми повинні взяти до уваги, що світлові коливання, які виходять з окремих точок фронту, приходять у „точку спостереження“ з різними фазами. При цьому всі точки самого хвильового фронту знаходяться в одній фазі.

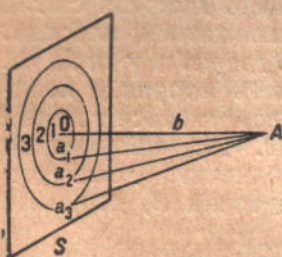


Рис. 542. Зони Френеля.

Для простоти обчислення сумарної дії E усього хвильового фронту будемо вважати, що джерело світла дуже далеко, і, значить, хвилю S можна вважати плоскою. Нехай віддаль точки спостереження A від хвильового фронту S буде b (рис. 542). Всі точки хвильового фронту S коливаються в одній фазі. В той же час усі точки фронту S знаходяться від A на різних відстанях; в наслідок цього сумарна дія всього фронту буде визначатись різницею фаз інтерферуючих коливань, які приходять в A від окремих елементів хвильового фронту S .

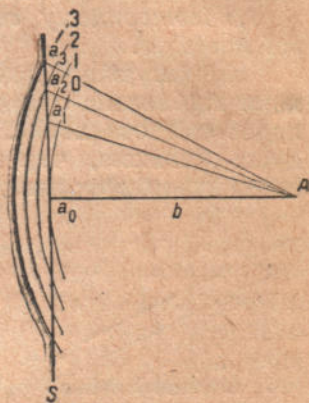


Рис. 543. Зони Френеля.

Для розгляду відповідної інтерференційної картини зробимо таку побудову. З точки спостереження A проведемо ряд сфер з радіусами:

$$\begin{aligned} Aa_0 &= b, \\ Aa_1 &= b + \frac{\lambda}{2}, \\ Aa_2 &= b + 2\frac{\lambda}{2}, \\ &\dots\dots\dots \\ Aa_n &= b + n\frac{\lambda}{2}. \end{aligned}$$

На поверхні хвильового фронту S ці сфери виріжуть ряд кілець (див. рис. 542 і 543), які називаються зонами Френеля. Кожна наступна зона розміщена від точки A на півхвилі далі, ніж попередня. Отже, в точку A коливання приходять від двох сусідніх зон Френеля у протилежній фазі і при додаванні частково знищують одне одного.

Повного знищення коливань при спільній дії двох сусідніх зон Френеля не буває. Це видно з таких міркувань. Обчислимо площу n -ої зони Френеля:

$$\begin{aligned} S_n &= \pi [(a_0 a_n)^2 - (a_0 a_{n-1})^2] = \pi [(Aa_n)^2 - b^2 - (Aa_{n-1})^2 + b^2] = \\ &= \pi [(Aa_n)^2 - (Aa_{n-1})^2] = \pi \left[b^2 + bn\lambda + n^2 \cdot \frac{\lambda^2}{4} - b^2 - b(n-1)\lambda - (n-1)^2 \cdot \frac{\lambda^2}{4} \right] = \\ &= \pi \left[b\lambda + (2n-1) \frac{\lambda^2}{4} \right]. \end{aligned}$$

Беручи до уваги, що величина λ дуже мала порівняно з віддаллю b , ми можемо вважати площі всіх зон Френеля приблизно однаковими, рівними $S_n = \pi b\lambda$.

Разом з тим кут між лінією, яка сполучає зону з точкою A , для кожної наступної зони більший, ніж для попередньої; в наслідок цього амплітуда коливань, які приходять в A , поступово падає із збільшенням номера зони. Аджеж, як було указано в попередньому параграфі, випромінювання окремих точок хвильового фронту має найбільшу інтенсивність у напрямі нормалі. Це послаблення посилюється ще зростанням віддалі від зони Френеля до A із зростанням номера зони. Це і викликає неповне взаємне знищення коливань двох суміжних зон Френеля. Не роблячи спеціальних припущень про закон меншання амплітуди елементарних коливань з віддаллю, ми можемо все ж твердити, що з достатнім наближенням амплітуда в точці A хвилі від якоїнебудь зони є середнім арифметичним амплітуд хвиль від двох суміжних зон. На рис. 544 подано зону, що міститься між двома заштрихованими половинами двох суміжних зон. В силу наведеної вище властивості дія всієї цієї частини хвильового фронту в точці A дорівнює нулеві. Те саме можна сказати і про кожну зону: половина центральної зони (нульової) разом з половиною другої знищать першу, половини другої і четвертої знищать третю і т. д. Отже, не скомпенсованою залишається тільки половина центральної зони Френеля. Таким чином: коливання, які викликає у точці A велика ділянка

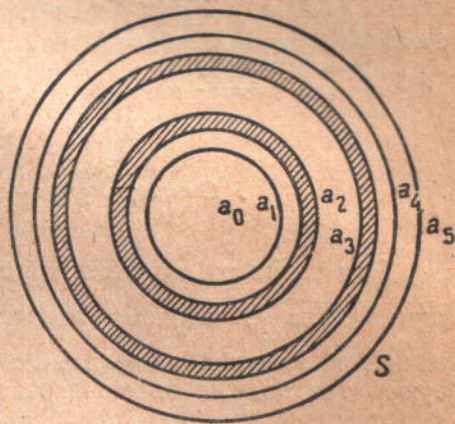


Рис. 544.

хвильової поверхні S , мають таку ж амплітуду, як коли б діяла тільки половина центральної зони.

§ 490. Пояснення простих дифракційних явищ. Дія світлової хвилі на певну точку зводиться до дії половини центральної зони Френеля тільки в тому випадку, коли хвиля безмежна; тільки в цьому випадку дії решти зон взаємно компенсуються, і можна не зважати на дії віддалених зон. Якщо ми маємо справу з скінченною ділянкою хвилі, то умови стають істотно відмінними.

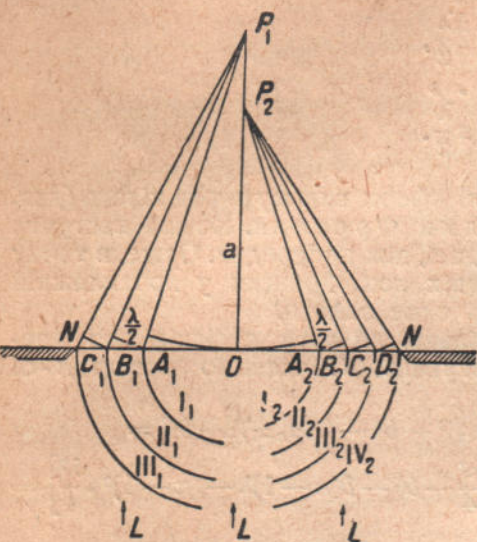


Рис. 545. Пояснення дифракції у випадку маленького круглого отвору.

Верхня частина рисунка — розріз, нижня — план.

Характерні дифракційні явища можна спостерігати при проходженні світла крізь малий отвір або поблизу екрана.

1. Маленький круглий отвір. На рис. 545 зображено відрізок непрозорого екрана з круглим отвором NN , розміри якого показані тут збільшеними в кілька тисяч раз; на отвір знизу падає паралельний пучок світла LL . O — центр отвору, P_1 і P_2 — дві довільні точки на прямій, яка перпендикулярна до NN і проходить через O . З центра P_1 описуємо концентричні сфери, з яких внутрішня з радіусом a проходить через O , а кожна наступна має радіус на $\frac{\lambda}{2}$ більший, ніж попередня. Таким чином:

$$P_1O = a; P_1A_1 = a + \frac{\lambda}{2}; P_1B_1 = a + 2\frac{\lambda}{2} \text{ і т. д.}$$

Ряд таких же концентричних сфер з радіусами, які поступово збільшуються на $\frac{\lambda}{2}$, опишемо з точки P_2 . Обидва ряди сфер будуть вирізати в отворі зони Френеля. На рис. 545 сфери, описані навколо P_1 , вирізують три зони, а описані навколо P_2 — чотири зони.

В усякому разі a значно більше, ніж $\frac{\lambda}{2}$; тому можна припустити, що амплітуди хвиль, які виходять з точок A_1, B_1, C_1 маленького отвору NN і які досягають точки P_1 , рівні між собою (те саме правильне і для амплітуди хвиль, які виходять з A_2, B_2, C_2, D_2 і досягають P_2).

Ми знаємо (§ 489), що зони I, II, III... мають ту саму площу і що дія двох сусідніх зон у точці P_1 взаємно знищується. Звідси виходить, що світлими будуть ті точки P_1 , які знаходяться від центра отвору O на такій віддалі, що в отворі укладеться непарне число зон Френеля. Навпаки, такі точки, як P_2 , для яких число зон, що уміщуються в отворі, парне, повинні бути темними.

Таким чином, якщо ми поставимо за отвором NN білий екран, який будемо наближати до отвору або віддаляти від нього, то центр екрана ставатиме в міру переміщення то темним, то світлим. Можна далі зробити висновок, що й бічні точки (розміщені в сторону від осі OP) повинні бути поперемінно то світлими, то темними: *центральна пляма буде оточена рядом світлих і темних кілець.*

2. Маленький круглий екран. На рис. 546 зображено маленький круглий екран з краями NN . На екран падають паралельні промені LL . Якби промені поширювались цілком прямолінійно, то за екраном утворився б тінювий циліндричний простір з віссю OP , яка є перпендикуляром, проведеним з центра екрана. Дослід показує, проте, що середина цієї геометричної тіні буде завжди світлою, якщо тільки розміри екрана досить малі порівняно з віддаллю a . На рис. 546 співвідношення розмірів, звичайно, спотворені, бо довжина світлової хвилі надто мала для того, щоб бути зображеною на рисунку.

Нехай фронт плоскої хвилі простирається безмежно у всі сторони від екрана. Проводимо знову сферичні поверхні, центром яких слугить точка P , що лежить на осі. Радіус першої сфери $PN=b$, радіуси дальших сфер будуть:

$$b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2} + \dots$$

Ці сфери вирізують на площині хвилі зони Френеля, площі яких рівні між собою. Ми можемо застосувати до цих зон ті міркування, якими ми користувались для випадку безмежної плоскої хвилі (§ 489).

У випадку нормального падання паралельного пучка на маленький круглий екран осьова точка простору за екраном освітлюється так, наче б діяла тільки половина першої френелевої зони, яка безпосередньо прилягає до країв екрана.

Таким чином світло поширюється і за екран.

Відповідно до цього дослід показує, що в центрі тіні екрана дістаємо світлу точку. Спостерігати це явище вдається, проте, тільки з екранами, близькими розмірами до центральної зони Френеля, бо при значно більших об'єктах інтенсивність світлої плями дуже мала.

Відзначимо курйозний історичний факт. Відомий математик Пуассон, один з найгостріших супротивників хвильової теорії світла, привів як найпереконливіший, на його думку, аргумент проти теорії те, що згідно з нею ми завжди дістаємо світло в центрі тіні від екрана. Йому це здавалося зовсім неправдоподібним, і він дуже ніяково почував себе, коли звичайний дослід, проведений Френелем, підтвердив цей висновок з хвильової теорії, зроблений її завзятим супротивником.

§ 491. Пластинка зон. Можна виготовити екран (так звану пластинку зон), який закрийє всі парні або непарні зони Френеля. Тим самим штучно будуть порушені умови інтерференції, взяті до уваги нами вище (§ 489) при розрахунку дії хвильової поверхні. При цьому залишаться лише зони, які посилають у точку A коливання в одній фазі. В результаті ми дістанемо в A зображення джерела світла (рис. 547),

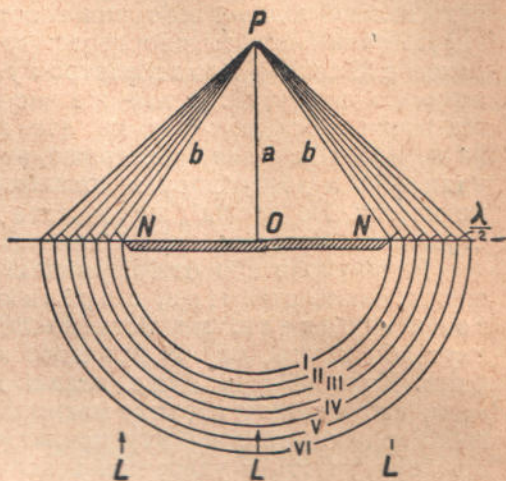


Рис. 546. Пояснення дифракції у випадку маленького круглого екрана. Верхня частина рисунка — розріз, нижня — план.

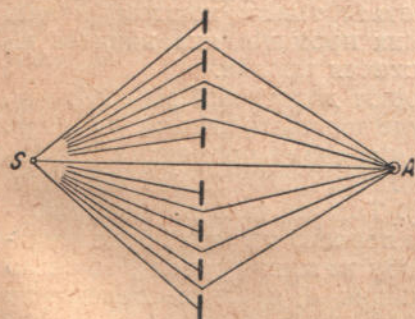


Рис. 547. Пластинка зон.

утворене коливаннями, що приходять в одній фазі з усієї площі пластинки зон. Дія пластинки буде цілком подібна до дії лінзи; цей факт (що властивості збірної лінзи має плоский екран, який складається з непрозорих кілець) служить одним з яскравих прикладів непрямої поширення світла.

§ 492. Умови прямолінійного поширення світла. Великий екран на досить великій віддалі від точки спостереження дає помітну дифракційну картину. Деяким явищем, спостережуваним під час сонячних затемнень, коли екраном є Місяць — тіло з діаметром у 6000 км, — можна дати пояснення за допомогою дифракції. В той же час маленький екран, який стоїть близько від точки спостереження, не дає дифракційної картини. Часто вказують як на необхідну для спостереження дифракції умову порівнюваність величини екрана або отвору з довжиною хвилі. Із сказаного вище видно, що це не так. На досліді, щоб дістати дифракційну картину, найчастіше користуються об'єктами, які в сотні раз перевищують довжину світлової хвилі.

Якщо екран або отвір, уміщені на певній віддалі від точки спостереження, мають розміри, порівнювані з розмірами центральної зони Френеля, ми дістаємо помітну дифракційну картину у вигляді смуг або кілець, на які припадає значна частка світлової енергії, що пройшла. Коли об'єкти дуже великі порівняно з центральною зоною Френеля, дифракційну картину маємо лише у вигляді незначної деталі на краю геометричної тіні, на яку припадає мізерна частка променястої енергії, що бере участь в утворенні всього зображення.

У першому випадку маємо істотне відхилення від прямолінійного поширення світла, у другому практично будуть правильні закони геометричної оптики.

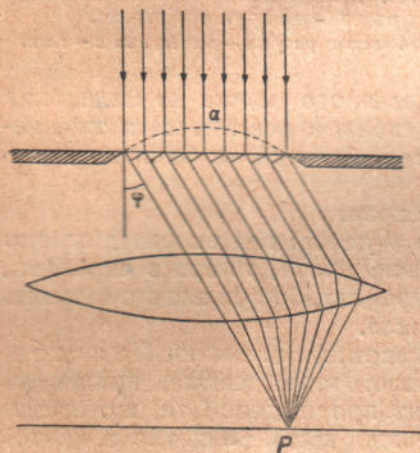


Рис. 548. Дифракція від щілини.

Крім того, через те що лінза не утворює додаткової різниці ходу, різниця ходу між окремими променями буде виникати тільки до лінзи.

Для того, щоб визначити різницю ходу між двома променями, досить з точки на поверхні щілини, через яку проходить один промінь, опустити перпендикуляр на другий промінь (рис. 548). Тоді віддаль по цьому другому променю від площини щілини до основи перпендикуляра і буде шуканою різницею ходу. Якщо ми розіб'ємо щілину на зони Френеля, то число зон Френеля буде залежати від ширини щілини a , кута спостереження φ і довжини хвилі λ . Оскільки різниця ходу між променями, які проходять крізь краї однієї зони Френеля, дорівнює $\frac{\lambda}{2}$, з геометричних мір-

кувань легко дістати, що ширина зони дорівнюватиме $\frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$ (різниця ходу —

§ 493. Дифракція від вузької щілини.

Коли світло проходить через вузьку щілину, яка стоїть на шляху світлових променів, то на екрані матимемо, як ми вже зазначали вище, розмите зображення щілини.

Розрахуємо дію щілини в різних точках екрана, що є у фокусі лінзи, коли на щілину падає плоска хвиля (рис. 548). Всі точки хвильової поверхні, яка збігається з площиною щілини, коливаються з однаковою фазою. Отже, інтерференція при випромінюванні в різних напрямках відбуватиметься тільки коштом різниці ходу окремих променів, яка виникає після проходження щілини.

катет, ширина зони — гіпотенуза). Число зон Френеля n , що вкладається в щілині, дорівнюватиме:

$$n = a : \frac{\lambda}{2 \sin \varphi} = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda}. \quad (9)$$

Ми бачимо, що при сталих a та λ n залежить від кута спостереження φ . Чим більший кут спостереження, тим більше число зон Френеля містить у собі щілина. Коли n дорівнює цілому парному числу ($n = 2k$, де k — ціле число), то всі зони можна розбити на $\frac{n}{2}$ пар; в результаті інтерференції діяння двох сусідніх зон Френеля дорівнює нулеві, а значить, дорівнює нулеві і діяння всієї щілини. Таким чином, під кутами φ , які відповідають парним n , ми будемо спостерігати *темноту*. Формула, яка визначає ці кути, має такий вигляд:

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2},$$

де k — ціле число.

Коли n дорівнює цілому непарному числу ($n = 2k + 1$), то діяння щілини еквівалентне діянню однієї зони Френеля, бо діяння інших зон взаємно компенсується. В цьому випадку ми спостерігаємо максимум *світла*.

Формула, яка визначає напрям максимумів світла, має такий вигляд:

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (9')$$

З рис. 548 видно, що зміст формул (9) і (9') такий: якщо різниця ходу між крайніми променями, що проходять крізь щілину, дорівнює парному числу півхвиль, то ми спостерігаємо темноту; якщо різниця ходу між цими променями дорівнює непарному числу півхвиль, то ми спостерігаємо максимум світла.

Ми бачимо, що в просторі за щілиною замість геометричного силуета щілини ми дістаємо смугасту картину, яку легко спостерігати на досліді. Окремі смуги швидко меншають в інтенсивності (рис. 549) в міру віддалення від центральної (нульової) смуги, якій відповідає різниця ходу нуль. Чим вужча щілина, тим далі будуть одна від одної дифракційні смуги. Через те що вони припадають на різні кути залежно від довжини хвилі λ , картина в білому світлі має спектральний характер.

Якщо взяти дуже вузький, непрозорий екран (нитку), то одержувана дифракційна картина еквівалентна інтерференційній від двох джерел, уміщених на віддалі діаметра нитки. Роль цих джерел світла відіграють ті зони Френеля, які безпосередньо прилягають до країв нитки. Замість геометричної тіні тут маємо смуги швидко меншаючої темноти з світлою смугою в центрі. Через те що вся картина значно перевищує розміри геометричного силуета нитки, дифракційною картиною користуються для вимірювання діаметра дуже тонких ниток.

§ 494. Дифракційні ґрати. У попередньому параграфі ми розглянули дифракційну картину, утворювану однією щілиною. В наші обчислення увійшов при цьому кут φ . Слід зазначити, що коли спостереження провадиться за допомогою лінзи (рис. 548), то при положенні екрана у головному фокусі різним кутам φ відповідають окремі точки екрана. Тому ми

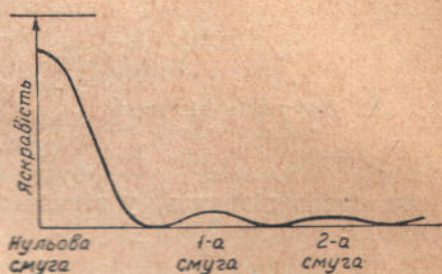


Рис. 549. Дифракційна картина від щілини.

можемо говорити про спостереження під різними кутами, розуміючи під цим різні точки екрана.

Нехай замість однієї щілини у нас буде їх дві. Можна розглядати кожну щілину як самостійне джерело когерентних коливань і розрахувати одержувану при цьому інтерференційну картину аналогічно до того, як ми це зробили у § 481. Різниця між цим випадком і дзеркалами Френеля полягає лише в тому, що тепер випромінювання кожного джерела не рівномірне в усіх напрямках, а має дифракційний розподіл, знайдений у попередньому параграфі. Звідси випливає, що результат розрахунку інтерференції коливань, які йдуть від двох щілин, треба буде просто помножити на розподіл інтенсивності по кутах, утворений однією щілиною.

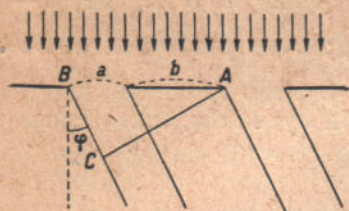


Рис. 550. Дифракція від двох щілин.

Нехай на дві щілини ширини a з проміжком b між ними падає плоска хвиля (рис. 550). У напрямі φ ми дістанемо амплітуду сумарного коливання, яка визначається різницею ходу $\delta = BC = (a + b) \sin \varphi$. Залежно від того, чи

буде різниця ходу δ становити парне чи непарне число півхвиль, у відповідному напрямі φ буде видне світло або темнота:

$$(a + b) \sin \varphi = k \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (10)$$

де k — число парне для світла і непарне для темноти.

Для однієї щілини ми мали умову світлої смуги: $a \cdot \sin \varphi = k\lambda$. Ми бачимо, що при наявності другої щілини смуги стають частішими. При цьому, як уже зазначалося, амплітуда світлових коливань і, значить, яскравість, яка дорівнює квадратові амплітуди, не будуть виходити за межі розподілу, утвореного однією щілиною (рис. 551). До цього треба ще додати, що загальний світловий потік пропорціональний числу щілин, і, таким чином, для правильного зображення явищ, що відбуваються, криву II рис. 551 слід було б подати в такому масштабі, щоб заштрихована площа була вдвоє більша, ніж площа першої кривої.

Якщо ми уявимо собі чотири щілини попередньої ширини a , які знаходяться на рівній віддалі b одна від однієї, то легко з'ясувати, що буде в результаті їх спільної дії. Умова $(a + b) \sin \varphi = k \frac{\lambda}{2}$, як і раніше, буде мати місце

принаймні для темних смуг, що відповідають непарним значенням k . В той же час, розглядаючи дію чотирьох щілин парами, ми дістанемо для них умову, аналогічну дії двох щілин, з віддаллю $2b$ між ними і розподілом випромінювання, який відповідає розподілові світлик і темних смуг двох щілин. Ця умова напишеться так: $2(a + b) \sin \varphi = k \frac{\lambda}{2}$.

Очевидно, темні смуги, які задовольняють цій умові, розміщені у два

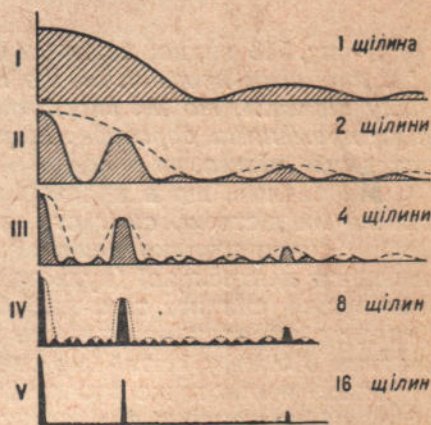


Рис. 551. Дифракція від багатьох щілин.

рази густіше, ніж смуги при двох щілинах. В той же час інтенсивність більшості світлих смуг, що лежать між ними, дуже мала, бо нам слід взяти до уваги ще й те, що ці смуги є лише новими деталями в розподілі випромінювання двох щілин. На рис. 551 крива III зображає дифракційну картину, одержувану від ґрат з чотирма щілинами. Нарисована в правильному масштабі, ця крива повинна мати площу в чотири рази більшу, ніж крива I.

Продовжуючи наші міркування, легко бачити, що буде при дальшому збільшенні кількості щілин. Світлі смуги в тих місцях, де ми їх дістаємо при двох щілинах, ставатимуть вужчими і одночасно яскравішими. В той же час проміжки між ними будуть щораз темнішати. На рис. 551 криві IV і V являють собою дифракційну картину, яку ми дістаємо при 8 і 16 щілинах. Не слід забувати, що площі цих кривих фактично повинні бути у 8 і 16 раз більшими, ніж площа першої кривої, і, значить, яскравість головних смуг зростає надзвичайно сильно. Найпростішим методом для збільшення числа щілин було б збільшення розмірів ґрат. Але практично такий шлях мало придатний, і тому вибирають шлях збільшення числа щілин на 1 мм.

§ 495. Дифракційний спектр. Досі ми припускали, що падаюче на ґрати світло — монохроматичне, тобто має тільки одну довжину хвилі. Коли ґрати освітлюються світлом, яке має складний спектр, наприклад, білим світлом, головні смуги для кожної довжини хвилі дістаємо в різних місцях; в результаті маємо спектральне зображення. Спектри, які відповідають першій, другій і т. д. головним смугам, звуть спектрами першого, другого і т. д. порядку. Спектр „нульового порядку“, власне кажучи, не є спектр, бо положення нульової смуги, яке визначається різницею ходу нуль, очевидно, не залежить від довжини хвилі.

Ми бачили вище, що положення головних світлих смуг визначається формулою:

$$(a + b) \sin \varphi = m\lambda,$$

де a — ширина кожної щілини, b — ширина проміжка між сусідніми щілинами, а m — ціле число, яке визначає номер смуги (порядок спектра). Звичайно на практиці кути φ невеликі, через що написана умова перетворюється на

$$\varphi = \frac{m\lambda}{a + b}. \quad (11)$$

Отже, кут, під яким спостерігають світло даної довжини хвилі, прямо пропорціональний порядковій спектра, довжині хвилі і обернено пропорціональний так званій „сталій“ дифракційних ґрат $(a + b)$. Тим часом як у призматичному спектрі червона частина „стиснута“ порівняно з фіолетовою, у дифракційних ґратах спектр розтягнутий пропорціонально довжині хвилі і тим більше, чим більший його порядок m .

Знаючи сталу $(a + b)$ дифракційних ґрат (її можна виміряти під мікроскопом) і вимірюючи кут φ , можна з великою точністю визначити довжину хвилі світла, яка дає світлу смугу певного порядку m під кутом φ . Ми бачили вище, що „дисперсія“, тобто здатність ґрат розтягувати спектр пропорціональна порядковій останнього m . Тому, коли ґрати застосовують для спектрального розкладу, бажано провадити спостереження в спектрі якнайбільшого порядку. Проте, ряд обставин перешкоджає цьому: яскравість спектра меншає із збільшенням порядку. Крім того, спектри високих порядків частково перекривають один одного. Ці дві обставини дуже обмежують можливість застосування для спектрального аналізу спектрів високого порядку.

Ми показали, що із збільшенням числа щілин ґрат головні дифракційні смуги стають вузкими. У зв'язку з цим ґрати роблять з дуже великою кількістю щілин, бо чим вузчі смуги, тим детальніше можна досліджувати спектри, які складаються звичайно з численних близьких ліній. Дві близькі лінії можуть бути розкладені ґратами тільки в тому випадку, коли ширина зображення кожної з них, визначувана загальним числом щілин ґрат, не більша, ніж віддаль між лініями, визначувана сталою ґрат. Таким чином, роздільна сила ґрат, тобто здатність їх розділяти близькі спектральні лінії, пропорціональна загальному числу щілин ґрат, вимірюється добутком кількості щілин на порядок спектра.

У кожному з головних максимумів амплітуди окремих коливань просто додаються, бо різниця фаз дорівнює цілому числу 2π . Оскільки амплітуди коливань, які йдуть від окремих щілин ґрат, рівні між собою, результуюча амплітуда буде пропорціональна числу щілин. *Інтенсивність* же головного максимуму, пропорціональна квадратові амплітуди, *буде пропорціональна квадратові числа щілин.*

З другого боку, *загальна кількість енергії, що пройшла крізь ґрати, пропорціональна просто числу щілин.* Ми бачимо, що разо із зростанням числа щілин енергія, яка попадає в головні максимуми, зростає швидше, ніж загальний потік енергії, тобто *із зростанням числа щілин все більша частина енергії, що пройшла, припадає на головні максимуми.* Ці загальні енергетичні міркування таким чином приводять нас знов до висновку, що картина повинна ставати різкішою разом із збільшенням числа щілин.

Дифракційні ґрати виготовляють на склі або металі (в останньому випадку з ними працюють у відбитому світлі). Дуже тонким алмазним вістря за допомогою точної ділильної машини наносяться штрихи, проміжки між якими служать щілинами. Деякі ґрати мають близько 2000 штрихів на 1 мм, що при величині ґрат у кілька сантиметрів становить величезну кількість щілин, яка забезпечує велику роздільну здатність. Так, дифракційний спектрограф сонячної обсерваторії Маунт-Вільсон в США дозволяє діставати частинами сонячний спектр у такому масштабі, що повна довжина його від червоного до фіолетового кінця становить близько 10 м.

§ 496. Дифракційні ґрати в похилому пучку. Якщо ґрати нанесені на дзеркало, то дифракційні спектри спостерігають у відбитому світлі. Коли світло падає під кутом α з нормаллю до ґрат (рис. 552), нульову смугу дістають у напрямі дзеркального відбиття. Всі ґрати діють при цьому як прозорі ґрати $M'N'$, що є проекцією MN на фронт хвилі. Очевидно, стала ґрат $M'N'$ дорівнюватиме $c \cos \alpha$, якщо c — стала ґрат MN . Отже, при косому паданні світла ґрати працюють так, начеб їх штрихи були ближче один до одного. Ця обставина дозволила дістати дифракційні спектри рентгенового проміння при ковзному відбиванні від звичайних дифракційних ґрат. Через малість довжин хвиль рентгенового проміння для них потрібні ґрати з значно меншою сталою, ніж для видимого світла. Зробити такі ґрати не можна. Мале значення косинуса ковзного кута падання ($\alpha \approx 90^\circ$) примушує ґрати з великою сталою працювати так, начеб їх стала була мала. Користуючись тією ж обставиною, можна дістати спектр, наприклад, від грамофонної

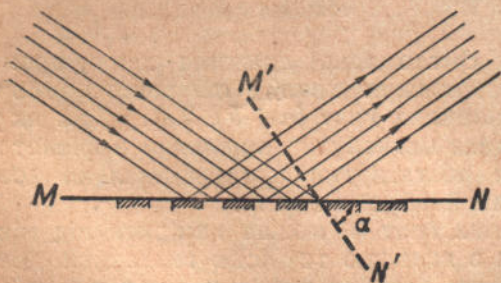


Рис. 552. Відбивні ґрати.

тєю ж обставиною, можна дістати спектр, наприклад, від грамофонної

пластинки, яка має всього 3—5 штрихів на 1 мм, якщо дивитись на відбиток в ній маленької лампи при ковзному паданні світла.

Металічні відбивні ґрати мають ряд переваг порівняно з скляними. Зокрема метал як матеріал м'якший можна нарізати алмазом далеко точніше, ніж скло. Крім того, скло не пропускає, наприклад, ультрафіолетового випромінювання; відбивні ж ґрати дозволяють при відповідному матеріалі дослідити широкі ділянки спектра.

§ 497. Угнуті ґрати Роуланда. Роуланд запропонував наносити штрихи ґрат на вгнуту сферичну поверхню дзеркала. При цьому немає потреби застосовувати додаткові дзеркала, які фокусують дифракційні спектри. Просте обчислення показує, що коли освітлену щілину S (рис. 553) помістити донебудь на колі, діаметр якого дорівнює радіусові кривизни ґрат, то спектри різного порядку матимемо в різних точках A, B, \dots того ж кола. При цьому роздільна сила тим більша, чим більший радіус кривизни угнутих ґрат. З ґратами, які мають радіус кривизни близько 10 м, вдається діставати спектри, в яких віддаль між двома жовтими лініями натрію становить близько 1 см.

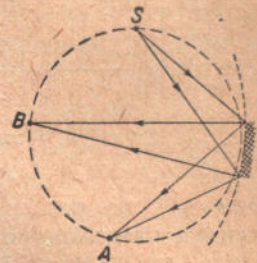


Рис. 553. Угнуті ґрати Роуланда.

§ 498. Східчасті ґрати Майкельсона (ешелон). Майкельсон запропонував користуватися як дифракційними ґратами стопою скляних пластинок однакової товщини t , складених „східцями“ (рис. 554). Дія таких ґрат, так званого ешелона, ґрунтується на тому, що оптичний шлях світла у склі (показник заломлення 1,5) у 1,5 раза більший, ніж рівний йому геометричний шлях у повітрі. Тому, наприклад, промені M і N виходять із ґрат з різницею ходу

$$\delta = nt - t = t(n - 1) \approx 0,5t,$$

де t — товщина пластинки.

Якщо ми накладемо на різницю ходу звичайну умову для діставання світлої смуги по нормалі $\delta = 0,5t = m\lambda$, то, приймаючи довжину хвилі $\lambda = 0,5\mu$, а товщину $t = 1$ мм, ми знайдемо $m = 1000$. Отже, по нормалі можна спостерігати спектр тисячного порядку.

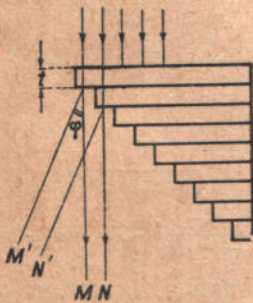


Рис. 554. Ешелон.

Вище було показано, що роздільна сила ґрат пропорційна порядковій спектра. Переваги ешелона стають очевидними, коли пригадати, що з звичайними ґратами вдається спостерігати спектр порядку, який не перевищує 10. Ешелони дозволяють розкласти надзвичайно тісні групи спектральних ліній. В той же час при високому порядку одержуваних спектрів має місце сильне накладання сусідніх спектрів, через що східчасті ґрати застосовують виключно для аналізу „тонкої структури“ окремих спектральних ліній.

§ 499. Площинні і просторові ґрати. Явища, аналогічні тим, які спостерігають з ґратами, що складаються з паралельних щілин, бувають завжди, коли світло проходить крізь якийнебудь екран з правильно розміщеними прозорими або непрозорими деталями. Взагалі всяка правильна структура екрана викликає появу дифракційної картини. Так, у дифракційних спектрах іноді спостерігаються так звані „духи“, тобто лінії, яких немає в спектрі джерела; поява „духів“ пояснюється неправильностями чергування штрихів ґрат. Якщо є якийнебудь натяк на періодичність цих неправильностей, зараз же з'являються і „духи“.

Коли взяти двоє дифракційних ґрат A і B (рис. 555) і поставити їх так, щоб їх штрихи розмістились під прямим кутом, то спостережувана дифракційна картина є результатом сумарної дії обох ґрат. При цьому у фокальній площині F об'єктива O замість смуг матимемо окремі правильно розміщені світлі точки (рис. 556). В той час як ґрати A викликають появу ряду дифракційних спектрів, розміщених згори вниз, ґрати

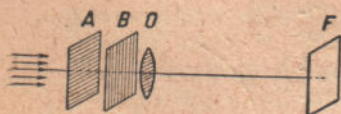


Рис. 555. Схрещені ґрати.

B дають аналогічну картину в горизонтальному напрямі. Спільна дія обох ґрат створює ряд світлових плям, розсіяних по площині.

Полотняна кишенькова хусточка дає виразну дифракційну картину, подібну до зображеної на рис. 556, якщо крізь цю хусточку розглядати віддалену електричну лампу. Аналогічний ефект дають усі плоскі екрани, на поверхні яких правильно розподілені маленькі отвори або, навпаки, невеликі непрозорі елементи.

Якщо розміщення цих об'єктів просторове, то і в цьому випадку спостерігають дифракційну картину, яка залежить від розміщення елементів просторових ґрат і довжини хвилі світла. Базуючись на цьому, Лауе вказав, що кристал може відігравати роль дифракційних ґрат. Через надзвичайно малі розміри атомів кристала дифракційні явища при проходженні випромінювання крізь кристал можна виявити, тільки користуючись промінням дуже малої довжини хвилі, наприклад, рентгеновим. Якщо пучок рентгенового проміння пропустити крізь кристал K (рис. 557), то на фотографічній пластинці P крім сліду A прямого пучка, буде ще ряд бічних слідів B, C, D, E . Наявність останніх є результат дифракції рентгенового проміння від атомів кристала, розміщених у вигляді просторових ґрат. Вивчення дифракційної картини дозволяє знайти числові дані, які характеризують структуру кристала (§ 523).

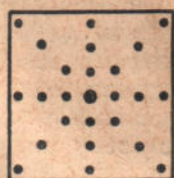


Рис. 556. Дифракція від двох схрещених ґрат.

Дифракцію спостерігають також при відбиванні від площини кристала. Коли пучок рентгенового проміння довжини хвилі λ (рис. 558) падає під кутом φ на грань AB кристала, то відбиття буває тільки при таких кутах φ , для яких різниця ходу $MN + NK = m\lambda$, тобто $2d \sin \varphi = m\lambda$ (формула Брегга), де m — ціле число, а d — віддаль між двома суміжними площинами кристалічних ґрат. Вимірювання кутів φ на фотографіях дозволяє знаходити за формулою Брегга величину d , яка характеризує структуру кристала. Так, наприклад, для кристала кам'яної солі віддаль між двома сусідніми площинами атомів знайдено рівною $d = 2,8 \cdot 10^{-8}$ см.

Розглянуте вище відбиття від просторових ґрат є окремий випадок. Взагалі умови Брегга повинні бути написані для трьох напрямів, що характеризують структуру ґрат. При цьому через те, що три кути однозначно визначають напрям променя в просторі, одержання кожної довжини хвилі буде локалізованим у ряді дискретних напрямів. Таким чином, біле світло в результаті дифракції від просторових ґрат розкладається на ряд пуч-



Рис. 558. Відбивання від кристала.

Розглянуте вище відбиття від просторових ґрат є окремий випадок. Взагалі умови Брегга повинні бути написані для трьох напрямів, що характеризують структуру ґрат. При цьому через те, що три кути однозначно визначають напрям променя в просторі, одержання кожної довжини хвилі буде локалізованим у ряді дискретних напрямів. Таким чином, біле світло в результаті дифракції від просторових ґрат розкладається на ряд пуч-

кристала, то відбиття буває тільки при таких кутах φ , для яких різниця ходу $MN + NK = m\lambda$, тобто $2d \sin \varphi = m\lambda$ (формула Брегга), де m — ціле число, а d — віддаль між двома суміжними площинами кристалічних ґрат. Вимірювання кутів φ на фотографіях дозволяє знаходити за формулою Брегга величину d , яка характеризує структуру кристала. Так, наприклад, для кристала кам'яної солі віддаль між двома сусідніми площинами атомів знайдено рівною $d = 2,8 \cdot 10^{-8}$ см.

ків, кожний з яких містить випромінювання лише однієї довжини хвилі (є монохроматичним).

§ 500. Дифракція від дрібних частинок. У всіх описаних вище дифракційних явищах ми мали справу з об'єктами, значно більшими, або порівнюваними щодо розмірів з довжиною хвилі. При цьому можна було вважати, що об'єкти, які викликають явище дифракції, екранують частину фронту хвилі, пропускаючи решту незміненою. Справді, край будьякого екрана завжди впливає на проходящу хвилю. Проте, цей вплив поширюється на таку малу віддаль, що в об'єктів, які перевищують довжину хвилі у сотні разів, його можна не брати до уваги порівняно з екрануючою дією екрана.

Зміна форми хвилі стає присутньою, коли екран є порівнюваний щодо розмірів з довжиною хвилі або значно менший за неї. Практично це буває, наприклад, при проходженні світла крізь туман, краплини якого мають розміри порядку 0,5 — 1,0 мікрона (довжина хвилі зеленого світла 0,5 мікрона). В результаті дифракції кожна маленька частинка розсіює світло дуже складним способом. На рис. 559 подано розподіл сили світла, розсіяного частинкою, яка дорівнює величиною довжині хвилі. Чим частинка більша (або довжина хвилі менша), тим більший і розсіяний світловий потік і тим сильніше він напрямлений вперед. Частинки, дуже малі порівняно до довжини світлової хвилі, розсіюють світло за законом, виведеним Релеєм. Можна розглядати випромінювання таких малих частинок, як змушене коливання електричних зарядів під впливом змінного електричного поля хвилі. Окремі частинки, які попадають у поле світлової хвилі, починають випромінювати поляризоване розсіяне світло з інтенсивністю, пропорційною четвертому степеневі частоти або обернено пропорційно чотвертому степеневі довжини хвилі. Синява неба є результатом розсіяння сонячного світла за законом Релея окремими мікроскопічними згущеннями повітря (флуктуаціями густини), завжди наявними в атмосфері: сині промені з малою довжиною хвилі розсіюються майже в шістнадцять разів сильніше, ніж червоні. Те ж явище зумовлює червоний колір ранкової і вечірньої зорі: сонячне проміння проходить при цьому товстий шар повітря і втрачає через розсіяння за законом Релея головним чином сине проміння малої довжини хвилі. Ось чому само Сонце і небо в безпосередній близькості від нього забарвлені в червоний колір.

Інфрачервоне проміння, яке має більшу довжину хвилі, ніж проміння видимого світла, при проходженні крізь атмосферу розсіюється значно слабше, ніж останнє. Це використовують у тих випадках, коли треба дістати фотографію дальнього ландшафту, відділеного від спостережника „серпанком“ туманного повітря. Фотографії, одержані за допомогою спеціальних пластинок, чутливих до інфрачервоного проміння, зняті крізь світлофільтр, який не пропускає видимого світла, показують далекі об'єкти, невидимі для ока через серпанок, на віддаль, що іноді досягають кількох сот кілометрів.

Астрономи фотографують планету Венеру, оточену густою атмосферою, в ультрафіолетовому й інфрачервоному проміннях. Вигляд планети в ультрафіолетовому промінні відповідає зовнішньому шарові її атмосфери, бо через велике розсіяння це проміння не виходить назовні з глибоких шарів атмосфери. Навпаки, інфрачервоне проміння проходить навіть крізь досить густі хмарні утвори, і фотографії в цьому промінні дозволяють спостерігати поверхню планети, невидиму для ока.

§ 501. Роздільна сила оптичних інструментів. Геометрична оптика дозволяє обчислювати величину і віддаль зображень, які дають оптичні си-



Рис. 559. Розсіяння світла маленькою частинкою.

стеми. При цьому користуються поняттям світлових променів, вважаючи, що світло поширюється прямолінійно. Ми розглянули дифракційні явища, які показують, що світлові хвилі, проходячи поблизу непрозорих тіл, огинають їх, через що світло виявляється можливим спостерігати там, де з геометричних міркувань повинна була б бути темнота. Дифракційні явища на краю об'єктива позначаються в тому, що зображення стає розпливчастим, навіть коли оптична система вільна від дефектів.

Нехай, наприклад (рис. 560), AB є об'єктив телескопа, на який падає світло від зорі. В центрі поля зору O спостерігають світло, бо різниця

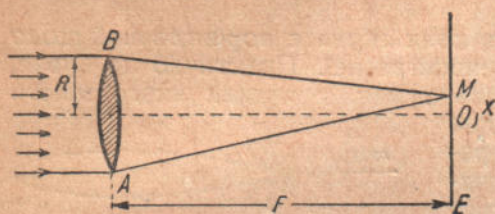


Рис. 560. Дифракція в об'єктиві.

ходу від країв об'єктива дорівнює нулеві. Якби явища дифракції не було, то в точці O фокальної площини E вийшло б зображення зорі розміру $f \cdot \alpha$, де f — фокусна віддаль об'єктива і α — кутова величина зорі (порядку сотих часток секунди дуги). В наслідок дифракції світло попадає в області фокальної площини, які лежать поза геометричним зображенням, а саме в ті точки, в яких різниця ходу від протилежних країв об'єктива

A і B дорівнює парному числу півхвиль; виходить світле кільце. Точки, для яких різниця ходу дорівнює непарному числу півхвиль, у сукупності утворюють темне кільце.

Різниця ходу $\delta = AM - BM$. З наближеного обчислення, аналогічного зробленому в § 481, знайдемо: $\delta = \frac{2xR}{f}$ ¹⁾. Прирівнюючи $\delta = \frac{\lambda}{2}$, дістаємо радіус першого темного кільця $x_1 = \lambda \frac{f}{4R}$.

Грубо можна вважати, що кожна точка спостережуваного в телескоп об'єкта являє собою кружок з радіусом x_1 . Чим отвір телескопа $2R$ більший, тим менший цей кружок і, значить, тим менш розпливчастими виходять зображення. Дифракція є однією з причин, які змушують астрономів будувати телескопи з гігантськими об'єктивами (до одного метра) і дзеркалами (друга причина — підвищення світлосили). Наприклад, рефлектор обсерваторії Маунт-Вільсон має дзеркало з поперечником у $2,5$ м. Тепер оптична промисловість в СРСР поставила завдання виготовляти в СРСР великі астрономічні прилади, в першу чергу рефрактор з діаметром у 81 см для Пулковської обсерваторії.

Під роздільною здатністю оптичних інструментів розуміють найменшу кутову віддаль між двома точками, яку даний прилад може ще розрізнити. Так, коли у великий рефлектор обсерваторії Маунт-Вільсон ($R = 1,25$ м, $f = 40$ м) спостерігати подвійну зорю з кутовою віддаллю між компонентами $\alpha = 0''{,}01$, то віддаль зображень $d = f\alpha$ дорівнює $0,002$ мм, тоді як дифракційні розміри кожної зорі (можна вважати їх рівними діаметрові першого темного дифракційного кільця) $2x_1 = \frac{\lambda f}{2R} = 0,008$ мм. Таким чином, яким би сильним не був окуляр телескопа, ми не зможемо розглянути обидві зорі зокрема, бо їх дифракційні картини, накладаючись одна на одну, дають один загальний світлий кружок

¹⁾ Обчислення, зроблене у § 481, придатне для розрахунку дифракції від прямокутного отвору. У випадку круглого отвору розрахунок провадиться трохи інакше. Проте, результат відрізняється при цьому всього лише на коефіцієнт $0,61$. Але нас цікавить лише порядок величини. Через це ми відкидаємо коефіцієнт $0,61$, а це еквівалентно заміні круглого об'єкта описаним навколо нього квадратним.