

國家圖書館



002855420

大學叢書

高等物理學

中 冊

衛斯特發爾著
周君適 姚啓鈞譯



商務印書館發行

大學叢書

高等物理學

中 冊

衛斯特發爾著
周君適 姚啓鈞譯



周君適
姚啓鈞

商務印書館發行

330
8755:3
V.2

第五編 熱學(熱力學)

第十四章 溫度及熱之本性

154. 溫度. 熱與冷之感覺係由於吾人皮膚及體內一部份(非全體)之熱感官而起. 物體之所以能為吾人感覺冷熱者,其原因可歸之於物體之一種特性,此特性稱為其溫度. 熱之感覺強者溫度高,冷之感覺強者溫度低. 熱與冷為相對之觀念,此時所感之冷熱,往往與以前之經過有關. 例如室內之空氣溫度為 5° ,吾人久居其中,猶嫌其寒,但若自外來,飽受風霜,則一入室內,頓覺其暖. 通常凡物體之能使皮膚溫暖者,吾人即謂其為暖;反之,能使皮膚寒冷者,即謂其為寒. 若此則寒與暖之作用,恆視各時之環境以及已往之經過而異,故決不能以吾人之感覺作數量的測定. 且吾人自皮膚對於劇冷與劇熱亦不能辨別. 二者均能使皮膚發源.

按吾人之經驗,知數物體相觸,經過相當時間後,各物體之溫度恆必相等. 冷熱不同之二物體溫度恆自行平均 (§ 197). 故已知其一物體之溫度,則他物體之溫度即可從此推知之. 測量溫度之方法,大都取一物體,其溫度可直接自其本身示出或間接從他種之刻度算得者(溫度計),使之

國家圖書館



002855420

1351640

與欲測之物體相觸。

155. 溫標. 絕對溫度. 以物理學的方法研究任何現象,其最要之前題,乃在觀察與測量時須力求不受吾人感官之影響. 自皮膚對於冷熱之感覺不宜用以作溫度數量的比較.

吾人已公認融冰之溫度為 0° (0度),而760 [毫米] Hg 壓力下純粹沸水之溫度為 100° . 此二點為百分溫標或 Celsius 氏溫標上之基點. 此為法定之溫標. 其他一切往日所習用者,即在日常生活之中,亦當於可能之最短時期內一律摒除弗用,庶可使今日關於此方面之紛亂情形不致繼續存在. (Réaumur 氏溫標:基點與 Celsius 氏同,但二基點間等分為80度而不為100度. Fahrenheit 氏溫標:冰之融點為 32° ,水之沸點為 212° ,僅英國用之). 將 0° 與 100° 之間等分為100份,每份為 1° ;此種之分度法原係基於物體受熱後體積膨脹之特性 (§ 160.及以下). 理想氣體之溫度變遷 1° 時,其體積之變遷,適為其由 0° 昇至 100° 時體積膨脹總值之 $1/100$;此即可作為溫度相差 1° 之定義. 以此類推,可得 100° 以上及 0° 以下之溫標. 0° 以下者,以負數表之.

基於後述之理由,吾人又不以冰之融點為溫度之零點,而將其在 Celsius 氏溫標上向下移過 273° ,即 -273° (精密言之,當為 $-273,2^{\circ}$). 此非特在物理學上更覺便利,亦且為理論之推究所要求. 於是冰之融點為 $+273^{\circ}$,水之沸點為 $+373^{\circ}$.

若此所成之溫標，稱爲絕對溫標或稱 Kelvin 氏溫標，而由此計出之溫度稱爲絕對溫度 (Kelvin 氏 1854)。Celsius 氏溫度通常以 t 表之，而絕對溫度則以 T 表之。於是 $T=t+273^\circ$ ，記載度數時，通常又以 C 表百度溫標，K 表絕對溫標，以免混淆；例如 $0^\circ\text{C}=273^\circ\text{K}$ ，普遍言之， $t^\circ\text{C}=(t+273^\circ)\text{K}$ 。

156. 熱之動力論。前已述及物體之溫度與其分子之動能有關係。事實上二物體溫度相異，而其他一切性質相同者，其在物理學上之區別，僅在較熱之物體分子動能較大而已。熱之本性即在乎是。所謂將物體加熱者，無他，即增加其分子之動能。(首先創此觀念者，爲 Bacon 氏 [1620]，其後 Davy 與 Rumford 二氏 [1812] 附其說，而完成之者乃爲 Krönig [1856]，Clausius [1857]，Maxwell [1860]，Boltzmann [1866—1877] 諸氏)。

分子可有四種之能量。其一爲由於分子移動，即其速度而生之動能。其二爲分子轉動之轉能。其三爲分子中各成份彼此間之振動能。其四爲位能。

下述理論中自由度之概念極屬重要。物體移動時若受任何束縛而祇限於一線上進退者，吾人謂其僅有一個自由度。若運動祇限於一面，則此物體有二個自由度。若在空間一切方向均可任意運動者，則有三個自由度。火車祇能沿鐵道(線)前進，船舶則在海面(面)上航行，而飛機在空中上下前後左右無往不可；此三者爲其顯明之例。

關於物體之轉動者亦然。物體之祇能繞一固定於空間之某軸而轉動者，有一個轉動自由度。若同時能繞互相垂直之二軸，但不能繞第三軸而轉動，即其轉動軸之位置祇限於一平面內者，其自由度有二。若夫物體之轉動軸不受任何限制者，吾人謂其有三個轉動自由度。分子恆自由轉動，故按 § 48，僅有通過其重心之直線可作為轉動軸。

若物體非為剛體，其各部份尚可作相對之振動，則尚有其他之自由度。

熱之動力論者，謂一溫度均勻之物體中各分子對於每個自由度所有每種能量之時間的及空間的平均值 E ，就體內全數分子之一切自由度而言，皆為同值，且皆正比於物體之絕對溫度 T 。此極重要之定律稱為均分定律或稱能量(平均的)均分定律。此定律可以下式表之：

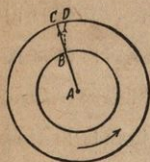
$$E = \frac{1}{2} kT \text{ [爾格]}. \dots\dots\dots (1)$$

式中之 k 為一普遍常數，對於一切物體其值皆同，

$$k = 1.372 \cdot 10^{-16} \text{ [爾格] / [度]}.$$

此常數稱為 Boltzmann 氏常數。此在熱之輻射論中亦極佔重要，其值可由各種不同之方法以測定之。若一物體之分子僅有動能，其自由度有三，則在絕對溫度 T 時，其各分子所具之能量應為 $E = \frac{3}{2} kT$ 。

Stern 氏曾用下法(第 149 圖)直接測定分子之速度。 A



第 149 圖 Stern 測定分子速度之法

爲一極細之銀絲(垂直於紙面而緊張其二端), 通以電流, 使成熾熱。其外圍以同軸之圓筒二, 皆銅製, 內筒之壁上開一狹縫 B , 與銀絲平行。將此全組之物密閉於一氣壓頗低之器中。二圓筒互相固結, 且可迅速轉動之。

銀絲熾熱時, 單原子之銀分子, 即銀原子, 由此射出。分子在空間內可完全自由運動, 故對於其動能而言, 共有三個自由度。命銀絲之溫度爲 T , 則按 (1) 式, 分子之動能當爲 $\frac{1}{2}\mu v^2 = 3 \cdot \frac{1}{2}kT = \frac{3}{2}kT$ (μ = 分子之質量)。圓筒靜止時, 原子之射線穿過狹縫 B 而投射於 C , 成一銀質之條紋。圓筒轉動時, 命外筒上任意一點之速度爲 u , 當銀原子由 B 至 C 時, 外筒已轉過 CD 之路程。(圖中之虛線示銀原子對於轉筒之軌道。實際上分子之運動自仍爲直線。) 故此時之銀質條紋視圓筒靜止時, 已移過 CD 之距離。因知 $v:u = BC:CD$ 。吾人可從 u , BC 與 CD 之值計算分子之速度 v 。由 Stern 氏實驗所得之結果, 與理論頗相吻合。

絕對溫標者, 吾人可以物體在絕對零度時分子能量爲零一事說明之。吾人決不能再自若此之物體提取熱量。故較此更低之溫度已不能想像。

均分定律在溫度極低時恆有例外之現象發生, 後當述及之 (§ 515)。但此處可視爲完全合理。

若視理想氣體之分子爲剛體，則每分子各有 6 個自由度，即移動及轉動各有 3 個。但分子非爲剛體，其內部之構造複雜異常 (§ 502)。分子之諸成份尙可作相對的振動，故又牽涉其他之自由度。幸在下述之理論中，此種自由度可不必計及，其理由當俟後章述之。同理，轉動自由度亦然。蓋分子對於其一個或二個主軸 (§ 36) 之轉動慣量爲值頗小時，其轉動自由度之全部或其一部份自屬無足輕重，故可視爲無有，其詳情在下節中述之。

單原子分子之三個慣量主軸成通過原子之重心。原子中之質量元與其重心之距離恆爲極小（其數量級最高不過 10^{-12} [厘米]，§ 493），故原子對於通過其重心之任何一軸之轉動慣量均爲極小。若此則單原子之分子可視爲全無轉動自由度，所剩者僅爲移動之三個自由度。

雙原子分子慣量三主軸之一同時通過二原子之重心，故此種分子對於此一主軸之轉動慣量亦爲極小，與單原子分子之情形同。其他二主軸通過雙原子之公共重心 (§ 34) 而垂直於第一主軸。二原子之質量與此二軸之距離遠較與第一軸之距離爲大（數量級爲 10^{-8} [厘米]，§ 493），故對於此二軸之轉動慣量亦遠大於前。於是其轉動自由度有二故雙原子之分子共有 5 個自由度。三原子或多原子之分子中無一主軸之轉動慣量爲極小。故移動及轉動之自由度各爲 3，合計之共有 6 個自由度。

多原子之分子中,其各原子尙可彼此相對振動。基於後述之理,此種振動對於下述之理論無關重要。

所謂理想氣體者,按其定義 (§ 101),其各分子彼此間無顯著之位能。所有之能量,不外動能與轉能二種。故在理想狀態中,

單原子氣體之分子有 $3+0=3$ 個自由度,

雙原子氣體之分子有 $3+2=5$ 個自由度,

多原子氣體之分子有 $3+3=6$ 個自由度。

從以上所述,可證明 Avogadro 氏定律 (§ 95) 之真確。理想氣體之分子有三個移動自由度。故其動能為 $mv^2/2 = 3kT/2$ 。以此代入 § 97 關於氣體壓力 p 之(6)式,得

$$p = nkT \quad \text{或} \quad n = \frac{p}{kT}, \dots\dots\dots (2)$$

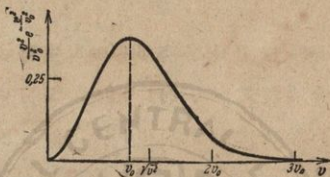
式中 n 為 1 [厘米]³ 內之分子數。從此式可見 n 祇視壓力與溫度而異,即一切理想氣體在等壓力與等溫度下單位容積內分子之個數皆相同。

吾人可將 Avogadro 氏定律改述如下,其因果之關係仍為合理:一切之理想氣體,其單位體積內有同數之分子者,當溫度相同時,其壓力亦必相同。

157. Maxwell 氏定律。理想氣體分子之動能之平均值為

$$\frac{1}{2} \mu v^2 = \frac{3}{2} kT. \dots\dots\dots (3)$$

但此僅爲一平均值。事實上各分子繼續互作彈性碰撞，而分子間能量之分佈因之時易，故一切可能之速度 v 均可出現，惟其出現次數之多寡則大有不同。極大或極小之速度均屬最鮮。氣體之總能爲常定時，其各分子速度之分佈純



第 150 圖 Maxwell 氏分佈定律

爲偶然，故必遵從統計學之定律 (§ 94)。Maxwell 氏 (1860) 即據此推得理想氣體分子間速度分佈之定律。命 n 爲氣體中分子之總數，其中有 dn_v 個分子速度之值介乎 v 與 $v+dv$ 之間。於是

$$dn_v = \frac{4nv^2 dv}{\sqrt{\pi} v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} \dots \dots \dots (4)$$

第 150 圖示明正比於 dn_v 之函數 $\frac{v^2}{v_0^2} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}$ 與 v 二者間之關係。縱坐標之高示其相關速度 v 出現次數之多寡。 $v=v_0$ 時，此值爲最大。故 v_0 爲最或然之速度，即出現最頻之速度。其值視氣體之種類，即分子之質量，以及氣體之溫度而異。由曲線不對稱之形，可知速度大於最或然速度之分子數必較速度較小於此者爲多。平均速度與最或然速

度彼此不爲相等 最或然速度 v_0 與平均速度 \bar{v} 之間有 $\bar{v} = v_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}}$ 之關係,惟其詳情此處不能述及. 在熱學中,速度自乘方之平均值 $\overline{v^2}$ 尤關重要,蓋此值與平均分子能量以及溫度皆有密切之關係也. 從計算得 $\overline{v^2} = \frac{3}{2} v_0^2$ (吾人可注意『速度自乘方之平均值』 $\overline{v^2}$ 與平均速度之自乘方 \bar{v}^2 不相等,前者較後者爲大.) 於是

$$\bar{v} = \frac{3\pi}{8} \overline{v^2} = \frac{3}{2} v_0^2 \dots \dots \dots (5)$$

在多數情形中,所謂氣體分子之平均速度者(例如 § 97 中計算氣體壓力時所涉者),乃指速度自乘方平均值之方根即所謂速度之均方根值 $\sqrt{\overline{v^2}}$ 而言. 此蓋因所涉之現象取決乎分子之能量,即其平均值 $\frac{1}{2} \mu \overline{v^2}$ 故也. 在 § 97 中計算之氣體分子速度爲 $\sqrt{\overline{v^2}}$ 而非爲 \bar{v} .

參攷(3)式(其中之 v^2 當代以 $\overline{v^2}$) 及(5)式,可將(4)式寫成

$$dn_v = \frac{4nv^2 dv}{\sqrt{\pi} \left(\frac{2kT}{\mu} \right)^{3/2}} e^{-\frac{\frac{1}{2}\mu v^2}{kT}} \dots \dots \dots (6)$$

對於分子之轉動,亦有一與此相應之定律.

158. 擴散. 擴散爲分子熱運動直接之結果,凡物質之密度不均勻者,輒因其分子漫無規則之運動而逐漸變爲均勻. 擴散可分爲自由擴散及經過多孔性隔壁者之二種. 但在物理學中,原理上二者初無分別.

欲明瞭擴散之觀念，可舉一粗略但亦頗為適宜之例，如大羣之人初時密集於大廳之一隅。各人均可任意行動，互不相涉。此種運動完全漫無定序，經一短時間後，其結果必至人羣滿佈於全廳；苟詳察一處，其分佈之情形，容或時有變化，但統觀全部，則因吾人已假設各人之行動絕對自由，各不相關，故可歷久不變。若人羣中男女雜沓，且有小孩，吾人亦僅須假設各人行動自由，則此三類之人，亦必各合於上述之情形；即各自勻佈於全廳。人羣可譬之氣體，凡其可至之處，到處皆有其足跡，而三類之人，可譬之各種不同之分子。經過某時間後，因各類中各單個之運動皆純屬偶然，遂因擴散作用而使空間內之密度均勻分配；此即自由擴散之例。試再設一例，二室為一牆所分隔，牆上有許多門戶以連通之，初時將人羣閉於一室，行動時可穿門而過，經一某時間後，二室之密度必因此種之『擴散』而相同。若初時集男子於一室，集女子於他室，則經過某時間後，此種人為的分類（兩種分子）復因擴散而消滅，二室中密度之分配仍見均勻。此為擴散之經過多孔性隔壁者之例。

苟略去重力之作用，則上述之理想逕可應用於氣體之分子。分子之平均速度愈大者，其對於一切擴散作用之進行愈速。按(3)式，氣體之溫度 T 愈高，或其分子之質量 μ ——亦即氣體之分子量 (§ 96)——愈小，則其分子之擴散愈速。此可以下述之實驗證明之。



第 151 圖

氣體擴散之示明

試取一未上釉之陶土圓筒 T ，中儲空氣，其外以玻杯 B 罩之。圓筒與一水柱氣壓計 M 相連通 (第 151 圖)。導氫或煤氣入杯中，則初時由氣壓計之示度見筒內氣壓大增，但其後仍降至原數。此蓋因氫氣(分子量 2)之自筒外擴散入筒內也，較速於空氣(分子量 N_2 28, O_2 32)之自筒內擴散至筒外。空氣逐漸向外擴散終將至一狀態，筒內筒外空氣與氫氣混合之比相同。此時氣壓計上不再見有壓力之差。試除去玻杯，則筒內為空氣與氫氣之混合體，而筒外為純粹之空氣，氫之向外擴散較速於空氣之向內擴散，故初時氣壓計之示度下降。有頃，壓力仍恢復平衡。

分子之自由路程 (§ 99) 愈長者，擴散愈速。故一氣體中混有他氣體者，其擴散恆較緩於其單獨佔據該空間之時。

凡液體中濃度有差異時，相同之擴散作用亦即發生，且亦可分為自由擴散及經過多孔性隔壁者之二種。試置二種可以混合之液體，如水與酒精，於同一容器中，——略去由於比重不同而起之重力的影響——經過某時間後，二液體因自由擴散而成一均勻之混合液。試觀溶劑中溶質微粒之擴散，尤饒興趣。通常溶質微粒之數恆遠較溶劑中分子之數為少。故吾人可視之如密閉於此液體中之氣體 (§ 186)。溶質微粒在溶劑中之擴散，猶如氣體之分子然。但擴散之

進行則遠較在真正之氣體中時爲緩，蓋溶劑之分子密集，溶質微粒之自由路程因之非常短促。輕注純水於硫酸銅溶液之上，初時二液截然劃分。時過境遷，界線逐漸模糊，藍色逐漸向上擴展；二三月之後，器中已盡爲均勻之淺藍色液體矣。

159. Brown 氏運動。起落現象。 關於熱之動力論最醒目之證據，當推 Brown 氏運動。試以強度之顯微鏡窺稀薄之中國墨汁溶液或膠體金溶液 (§ 187)，每可察見墨汁中之碳粒或金溶液中之金粒，且可見其繼續作不規則而劇烈之曲折運動(第 152 圖)。吾人用一擴大鏡在一適當之室內觀察自雪茄或紙煙發出之烟中之固體微粒，亦見相同之現象 (Ehrenhaft 氏)。此種現象早已於 1827 年爲英國植物學家 Brown 氏所發現，但直至其後熱之動力論確已成立，始有人繼之作進一步之探討。其解釋略如下述：

吾人試設想一非常龐大而易於推動之物體，其周圍有大羣之



第 152 圖 Brown 氏運動

人任意不斷的推擊之。因各人推擊之方向漫無一定，而物體所受推擊之次數又非常之多，故其不規則性可彼此相消，物體僅稍稍搖擺，不離原位。試再設想一頗小之物體，推擊之人仍密擠如前，則因物體之表面頗小，其所受推擊之次數亦遠較前者為少。推擊次數既少，則其不規則性即不再能彼此相消。於是物體所受之力，倏而此方較強，倏而彼方較強，物體因之曲折運動；物體愈小而愈輕者，運動愈見活潑。（此可以在一長時間內足球之運動比擬之。此外更可設想一球十倍於普通者，則其運動之情形又當如何）。

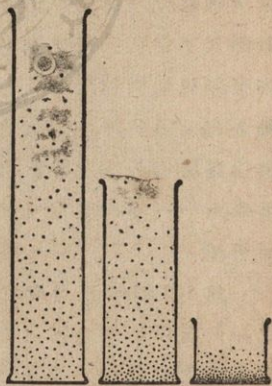
吾人在顯微鏡下所見之微粒，作 Brown 氏運動者，相當於上例中之小物體，而微粒浮游於其中之媒質之分子，則相當於推擊此小物體之人羣。微粒極小，故其所受推擊之次數頗為不定。分子之運動既漫無定向，則其推擊微粒時，自亦毫無規則，微粒之曲折運動即由是以生。微粒愈小，其運動愈烈，此蓋尚有一原因在焉。形狀相同時，微粒之質量依其線因次（例如球之線因次即為其半徑）之三次冪而增減，而其表面——亦即其所受推擊之次數——則僅依其二次冪而增減。

第 152 圖示顯微鏡下窺得一微粒所作 Brown 氏運動之一例（圖中所示之轉折點，為每相隔均勻之時間後微粒所在之處；真正運動之情形尚遠較此更不規則）。此種運動，自係純屬偶然，每次所見者各自不同。但若觀察極多之次數，

則在許多之偶然中復可覓得其規律，一如 § 94 中所述；參加之單體個數愈多，或觀察之次數愈多，則其運動愈能遵守此種之規律。

微粒作 Brown 氏運動時之情形，完全與分子之行動無異，僅其質量遠大於分子而已。此種微粒運動，在其每個自由度（移動與轉動）內之能量亦為 $\frac{1}{2} kT$ 。故其移動之平均動能為 $\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} kT$ 。溫度 T 愈高，運動亦愈烈。

微粒因 Brown 氏運動而欲平均的勻佈於其全部可屆之空間（擴散作用 § 158），但同時又因重力之作用而欲下沉至底，故浮游於液體或氣體內之微粒恆因上述二種聯合作用之影響而大多數集於底層，於是下層恆較上層為密；其密度之分佈可以一與氣壓高度公式（§ 102, 15 式）完全相似之式表出之（第 153 圖）。因微粒愈小者其 Brown 氏運動愈烈，故流體中極小之微粒可擴展至一廣大之區域，而較大之微粒則僅能堆積於器底。大氣中各氣體之成分隨高度而變，亦以此理。浮游之微粒可比



第 153 圖 液體內浮游微粒之分佈

諸分子量絕大之氣體，故在重力場中，密度遞降度亦為絕大。

由統計學之定律僅可得大多數單體之平均值，遇少數之單體時自屬無效(試比較一個家庭中之統計及大城市中之統計)，故微粒之作 Brown 氏運動，曲折萬狀，漫無定律者，乃為事理之當然。微粒作強烈 Brown 氏運動時，其所佔之容積極小，其中分子之個數及分子平均速度之方向與大小等有時可與統計平均值大有差異。此種現象，稱為起落現象(Schwankung)。凡單體之個數不多者，恆有此類起落現象發生。此可以下列例比擬之。試調查一大城市中某一居戶櫛比之街道上 1 [仟米] 以內之人數，每隔 1 分鐘計數一次。每次所得之人數與其平均數之相對差值(以百分率計之)當為甚小。但若即在此街道上取 10 [米] 長之一段，或在一居戶稀少之公路上亦取 1 [仟米] 之一段，用同法觀察之，則每次與平均數之相對差值必為頗大，蓋此處之單體為數甚少也。

此種不定之起落在統計學中亦有法以處理之，惟所得之結果乃為其平均值，而非為其單體之變遷。按或然率計算法所得此種平均相對起落值(精密言之，即起落值自乘方之平均數之方根)恆與參加此現象之單體個數之方根成反比。故由起落值之平均數可以推算此等單體之個數。

建立 Brown 氏運動之理論者，當推 Einstein 氏。應用其理，可從觀察某媒質內之 Brown 氏運動以求該媒質分子

之密度起落值，由此更可計算其 1 [厘米]³ 中所有分子之個數。凡分子或原子之任何起落現象，根本上亦均可用同法以研究之（例如放射質放射時所示之起落現象，§ 519）。

物體之懸掛而可以轉動者，亦作 Brown 氏運動，乃亦為變化不定不規則的轉動。極微之轉動，恆可用適當之儀器（例如鏡尺法）以觀察之。例如測量極微弱之電流時，輒用此種之裝置。懸掛之磁針恆因電流之作用而轉動，吾人即從而測量之。此時磁針每因其周圍氣體分子之作用而有非常微弱之轉動的 Brown 氏運動發生。若磁針由於其 Brown 氏運動而生之不規則運動與其由於電流作用而生之轉動二者強弱相埒，則此儀器中雖有電流，吾人將不能察出；儀器之測量範圍至此蓋已達其最低限度矣。縱將磁針密閉於完全真空之中，此限度亦不能超過，蓋電荷子亦不免作 Brown 氏運動，而電流遂因之有起落現象也。

第十五章

溫度,壓力與體積. 物態方程式.

160. 固體與液體之受熱而膨脹. 物體之大小每因其溫度之變遷而增減,但增減之多寡則各物體大有不同. 熱則脹,冷則縮. 命物體之溫度變遷 Δt ,未變前之原長為 l ,則受熱後之長為

$$l + \Delta l = l(1 + \alpha \Delta t) \quad \text{或} \quad \frac{\Delta l}{l} = \alpha \Delta t, \dots\dots\dots (1)$$

是即謂長度之相對變遷值 $\Delta l/l$ 至少在某限度以內與溫度之變遷值 Δt 成正比. α 為各物體特有之常數,稱為其線脹係數(第 5 表). 按 (1) 式, α 之數值應等於該物質長度為 $l = 1$ [厘米] 之一段受溫度變遷 $\Delta t = 1^\circ$ 時脹縮之量.

第 5 表 固體與液體之線脹係數,單位為[溫度] $^{-1}$

鉛..... 0,000292	金剛石..... 0,000013	酒精..... 0,00110
鐵..... 0,000120	石墨..... 0,000080	醚..... 0,00163
銅..... 0,000165	玻璃..... 0,000081	橄欖油..... 0,00072
白金..... 0,000090	水晶,與軸 \perp 0,000144	水銀..... 0,00018
因鋼(Invar) (64Fe+36Ni)..... 0,000016	水晶,與軸 \parallel 0,000080	水..... 0,00018
	石英..... 0,000005	

故各物體線脹係數之值頗有不同. 石英之膨脹係數為最小,以熾熱之一段石英管投於冷水中,可不致爆裂. 玻璃則不然,其所以爆裂之原因,實由於其受冷時突然不規則的縮

小而其組織不能勝任所致。

溫度變遷時固體之體積自必亦隨之增減。設一矩形六面體在溫度 t 時之體積為 $V=a \cdot b \cdot c$ ，則在溫度 $t+\Delta t$ 時其體積為

$$(V+\Delta V)=a \cdot b \cdot c(1+\alpha \Delta t)^3,$$

此式僅對於各向同性之物體方為合理，否則 α 之值尚須隨方向而異（見第 5 表中之水晶）。

因 $\alpha \cdot \Delta t$ 之值恆遠小於 1，故上式可寫成

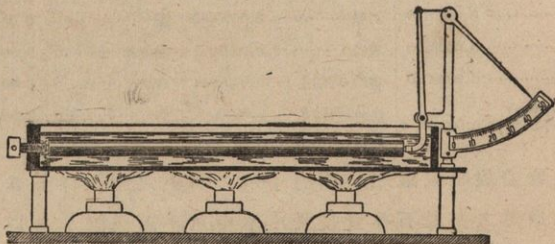
$$(V+\Delta V)/V=(1+3\alpha \Delta t) \quad \text{或} \quad \frac{\Delta V}{V}=3\alpha \Delta t \dots\dots (2)$$

式中之 3α 稱為體脹係數。其值三倍於線脹係數。

物體受熱，體積膨脹，然其質量始終不變，故其密度及比重均因受熱而減小。

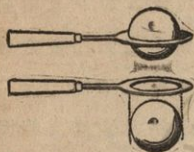
測量液體膨脹時須同時顧及其容器之膨脹。所謂液體之膨脹係數者，恆指其體脹係數而言。

下述數種實驗示固體與液體受熱膨脹之現象。試將



第 154 圖 棒受熱後長度之變遷

金屬棒之一端固定,他端備有指針之裝置,庶棒長變遷時,可由此觀測之。以火熱棒,針即運動(第154圖)。又如一金屬球,在室溫時適能穿過一金屬環,十分受熱後,球留環中,待冷卻後,方能再行落下(第155圖)。



第155圖
球受熱之體積變遷

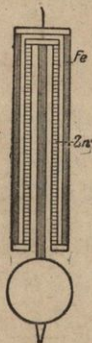
設有一玻璃容器備有昇管,器內滿儲液體,浸熱水中,初時見管中液體稍降,但隨即上昇。初時所以稍降者,乃因玻璃容器之膨脹先於內部之溶液所致。浸水銀溫度計於熱水中時亦見相同之現象。

遇火災時,房屋之鋼柱輒因膨脹而炸破牆壁。故鋼柱之安置恆須有一端可自由伸縮,或用其他方法使之可以活動。鐵路軌道之唧接處,恆留有空隙,亦所以防夏日軌道之膨脹也。

上述現象之應用頗廣,茲僅述數例如下。

鐵箍等物質須在高熱時加於軸上,庶冷卻後可緊貼不脫。車輪之有鐵緣者,亦用同法裝置之。

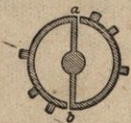
擺鐘中之補償擺係用二種不同之金屬棒(第156圖)——例如鐵與鋅(Fe, Zn)——合製而成, Zn 棒之伸長使擺錘上昇,但同時 Fe 棒之伸長使之下降;製造時須選擇各棒之適



第156圖 補償擺

當長度，務使其昇降相消。

將膨脹係數不同之二金屬條沿其全長互相鐸固；溫度變遷時，金屬條即因之彎曲（Breguet 氏螺線）。



第 157 圖
補償擺輪

此項效應可利用於時錶中之擺輪，使其不受溫度之影響。法以此種雙重之金屬條為輪緣（第 157 圖），溫度上昇時，輪之 a 與 b 二處向外膨脹，但裂口處金屬條向內彎曲，二者之作用可使轉動慣量之變遷相消，而擺動週期可以不變。

161. 水之反常。有少數之物體，在頗狹之某溫度範圍以內，其現象與尋常相反。水即為其一例，在 0° 與 4° 之間，溫度上昇時不脹而反縮。其所以然者，因在此與融解溫度密邇之範圍以內，尚有分子間之變化發生。第 6 表以相關之溫度範圍內水之密度示明此項情形。

第 6 表 水之密度

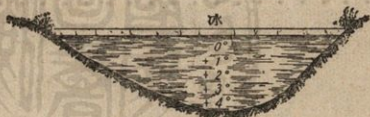
0°	0,99987 [克]/[厘米] ³	6°	0,99997 [克]/[厘米] ³
2°	0,99997	8°	0,99988
4°	1,00000	10°	0,99978

[克]之單位所以須用 4° 之水為標準者，亦即以此 (§23) 與最大密度靠近之處，即在 4° 左右時，溫度稍變，其密度之變遷遠較其鄰區為小（試比較 2° 至 4° 間及 0° 至 2° 間密度之變遷）。此處溫度即或稍有差異，其對於密度之影響恆小於他處。故吾人取 4° 時密度最大之水為標準，自必較用其他溫

度之水為可靠。

在自然界中,水之反常特性頗屬重要。假令 0° 時之水為最密,即其比重為最重,則水之上層受冷後,冷水即行下沉。惟僅當水溫尚未降至 4° 以下之前,事實上確屬如是。及抵此溫度後,冷熱不同各層之水即繼續混合,除過深之海洋外,全部之水終將達一頗為均勻之溫度。若溫度更由 4° 下降,

則表面之冷水層因其比重較已在其下 4° 之水為小,故不再下沉而留於面上;溫度續降,即凝固成冰,而被蓋水面(第158圖)。頗深之處,水溫極難降至 4° 以下,故通底皆冰之現象,不易發生。(在 4° 以上,水



第 158 圖 示水之反常

之溫度可藉強烈之對流作用而交換,在 4° 以下,則僅賴遲緩之傳導作用。參閱 § 197.) 水族之得以終歲生存,此為重要之原因焉。

162. 理想氣體之物態方程式 Boyle-Mariotte-Gay

Lussac 三氏定律。理想氣體之狀態可簡單的由其壓力 p , 容積 V , 及溫度 T 三者以定之。按 § 97 (6) 式及 § 157 (3) 式,即

$$p = \frac{1}{3} n \mu \bar{v}^2 \text{ 及 } \frac{1}{2} \mu \bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT \text{ 二式,得}$$

$$p = nkT, \dots \dots \dots (3)$$

式中之 n 為 1 [厘米]³ 中之分子個數, μ 為一個分子之質量, 而 \bar{v}^2 為各分子速度自乘方之平均值。1 [厘米]³ 氣體之質

量即其密度爲 $\rho = n\mu = 1/V_s$. V_s 爲容度 (§ 56). 於是(3)式又可寫成

$$p \cdot V_s = \frac{kT}{\mu} \dots\dots\dots (4)$$

此式右邊之分子與分母均以 N 乘之, N 爲 1 [克分子] 中分子之個數 (§ 96), 而命 $Nk = R$. R 稱爲普遍氣體常數. 蓋 N 與 k 均爲普遍常數, 故 R 亦然. 其值不因氣體之種類而異.

$$\begin{aligned} R &= 0,83131 \cdot 10^8 \text{ [爾格] / [度] \cdot [克分子]} \\ &= 1,986 \text{ [卡] / [度] \cdot [克分子]} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

(式中之 [卡], 見 § 168). $N\mu$ 爲 1 [克分子] 中全體分子之總質量, 故等於氣體之分子量 M , 於是

$$pV_s = \frac{NkT}{N\mu} = \frac{RT}{M}, \text{ 或 } p \cdot M \cdot V_s = RT. \dots\dots\dots (6)$$

但 $M \cdot V_s = V_m$ 爲 M [克] 氣體即 1 [克分子] 所據之容積, 示即所謂克分子容積, 一切理想氣體在等溫度及等壓下其值皆同. 於是(6)式又可書作

$$p \cdot V_m = RT. \dots\dots\dots (7)$$

式中不含隨各種理想氣體種類而異之常數. 當 $p = 760$ [毫米], 及 $T = 273^\circ\text{K}$, 即 0°C 時 (§ 96)

$$V_m = 22400 \text{ [厘米]}^3 \dots\dots\dots (8)$$

(4), (6), (7) 諸式爲對於同一定律各種不同之表示法. 此爲 Boyle-Mariotte 氏定律 (§ 98) 之推廣, 稱爲 Boyle-Mariotte-Gay-Lussac 三氏定律 (1802) 或稱理想氣體物態方程式.

(4)式所示者為 1 [克] 理想氣體之狀態,蓋因該式中之容度 V_s 乃為 1 [克] 氣體所佔之容積也. m [克] 氣體所佔之容積為 $V = m \cdot V_s$. 故按(6)式,對於任何質量 m 之氣體,

$$pV = m \frac{kT}{\mu} = m \frac{RT}{M}, \text{ 或 } \frac{pV}{T} = \text{常數} \dots\dots\dots (9)$$

若用通常之溫標 ($T = 273^\circ + t$, § 155), 則

$$pV = m \frac{R}{M} (273^\circ + t) \dots\dots\dots (10)$$

命 $t = 0^\circ$ 時之壓力與容積各為 p_0 與 V_0 , 則因 $p_0 V_0 = m \frac{R}{M} \cdot 273^\circ$, 故

$$pV = p_0 V_0 \left(1 + \frac{t}{273^\circ}\right) = p_0 V_0 (1 + \alpha t), \dots\dots\dots (11)$$

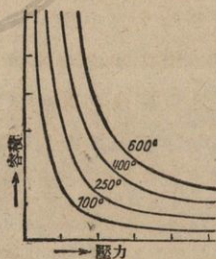
或更普遍言之,對於任意二溫度 t_1 與 t_2 ,

$$p_1 V_1 / (1 + \alpha t_1) = p_2 V_2 / (1 + \alpha t_2) = p_0 V_0, \dots\dots\dots (12)$$

式中 $\alpha = 1/273^\circ$ (精密言之, $1/273,2 = 0,003660$, 見 § 155).

第 159 圖示一理想氣體在不同之溫度下 p 與 V 之關係. 此種曲線稱為等溫線,各曲線各相當於一指定之溫度,沿同一曲線上溫度恆為常定.

163. 理想氣體之膨脹係數及壓力係數. 從(11)及(12)二式可推算理想氣體之膨脹係數. 命壓力常



第 159 圖 理想氣體之等溫線

定,容積變遷,於(12)式中代入: $t_2 = t_1 + \Delta t$, $p_2 = p_1$. 於是容積之

增加爲

$$\Delta V = V_2 - V_1 = \frac{V_1}{1 + \alpha t_1} \cdot \alpha \Delta t = V_0 \alpha \Delta t, \dots \dots \dots (13)$$

V_0 爲 0° 及 $p_0 = p_1 = p_2$ 時之容積。故在定壓理想氣體之容積隨溫度而均勻遞增，溫度每高 1° ，容積之增加恆等於 0° 及同壓力下容積 V_0 之 $1/273$ 。（吾人須注意此處之 α 非指溫度增加 1° 時之相對膨脹值 $\Delta V/V$ ，而指 $\Delta V/V_0$ ，故氣體膨脹係數 α 之定義與固體液體稍有不同。溫度 t 之理想氣體升高 1° 時，其相對膨脹值 $\Delta V/V$ 頗易計算，應爲 $1/(273+t)$ ，例如在 15° 時等於 $1/288$ 。故其值爲一溫度之函數。）

某量之氣體溫度變遷 Δt 時，設其容積維持常定，則按完全相同之方法可得

$$\Delta p = p_2 - p_1 = p_0 \cdot \alpha \Delta t. \dots \dots \dots (14)$$

按此式之意義，吾人又稱 α 常數爲理想氣體之壓力係數。

第 7 表中所列者，爲實測數種氣體所得壓力係數 α 之值。由此 α 之實測值與上節中所示之理論值相符之程度即足以顯示此氣體與理想氣體狀態相似之程度。吾人自表中可見大多數均甚相合，而尤以常遇之氣體爲最。

第 7 表 氣體之壓力係數

氫	0,003663 [度] ⁻¹
氮	0,003660
氧	0,003675
氫	0,003674
一氧化碳	0,003667
二氧化碳	0,003726
氬	0,003302
理想氣體理論值 $1/273,2$	0,003660

164. Van der Waals 氏物態方程式。一物質之物態方程式最稱完備者，應同時列出自最低之溫度與壓力直至最高值時 p, V, T 三者間之關係，卽一式可同時包括該物質之固、液、氣三態者。但此種方程式至今迄未能覓得。惟 Van der Waals 氏 (1873) 之式至少對於許多物質在液態與氣態時頗爲合理。其式——卽(7)式之推廣——爲

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT, \dots\dots\dots (15)$$

a 與 b 爲二常數，其值視氣體之性質而異，而新添之 (a/V_m^2) 及 $(-b)$ 二項示其與理想狀態之差別。吾人於導出理想氣體之定律時，嘗假設其分子間毫無相引之力。但事實上任何氣體之分子均不免互相吸引，密度愈大，引力愈強。以此之故，氣體分子碰撞器壁時之速度，恆因他分子向氣體內部之吸引而減小，於是作用於器壁上之壓力 p (§ 97) 亦因之減小（試比較 § 92，第 82 圖所示液體表面張力之原因），據氏所示，器壁單位面積上所受之力，卽壓力 p ，應加以 a/V_m^2 之一項。克分子容積 V_m 愈小，則氣體分子相擠愈密，其相離愈近，故相互間之引力愈強，此時 a/V_m^2 之值應愈大。 V_m 愈大，卽氣體密度愈小，則與 p 相較，此值可以略去。推演理想氣體之物態方程式時，吾人又假設分子本身之總體積較之氣體所據之全部空間爲頗小。此項疎忽，可以 b 補償之，蓋此足以減小克分子容積 V_m 也。若 V_m 爲頗大，卽密度頗小，則 b 可略去。故 V_m 大卽密度小時，(15) 式卽變爲理想氣體

之物態方程式(7式)。若將1[克分子]物質中全數之分子密集於一處,務使其儘量擠至不可再縮之區域,則此時全數分子所據之容積,稱為餘容積,而 b 之值即與此餘容積成正比。各種不同物質之 a, b 二常數各不相同。

關於 Van der Waals 氏方程式更精密之討論,當於 § 184 中述之。該處并附有圖解。

165. 物態變遷之種種特例。氣體之狀態祇繫乎 p, V 與 T 之三變數而定。物態變遷之最普遍者,此三數同時悉變。但其中之一數有時可為常定。

T 為等值時,稱為物態之等溫變, p 為等值時,稱為等壓變, V 為等值時,亦即密度為等值時,稱為等容變。

理想氣體之等溫變遵守 Boyle-Mariotte 二氏之定律 (§ 98)。等壓變遵守(13)式,而等容變則遵守(14)式。

一物體狀態變遷時,熱能既不自外輸入,亦不自內輸出者,稱為絕熱變 (§ 172)。在此種情形中,物體之狀態,除由化學作用外,僅可由機械工作以變化之。

166. 液體溫度計。一切儀器之可用以直接測量溫度者,皆稱溫度計。所謂直接測量者,乃指溫度計之可與欲測之物體直接相觸,因得物體相同之溫度者而言。

最通用之溫度計為水銀溫度計,即利用水銀之熱膨脹以測量他物體之溫度者。水銀溫度計最常見之形狀為一球形或圓筒形之玻璃容器及一與之相連之毛細管,容器中

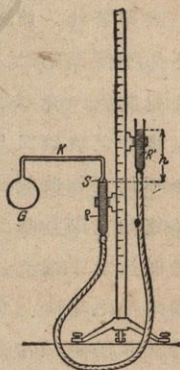
滿儲水銀，直至毛細管之一部。將水銀自由端上部之空氣儘量抽空。水銀受熱，即在毛細管中上昇。欲校準一溫度計，可將其浸於已知溫度之溫池中。此時所用最重要之溫度(即所謂定點)爲冰之融解溫度 0°C ，與水在760[毫米]氣壓下之沸騰溫度 100°C ；溫標之制定，即以此二溫度爲基點。其他純粹物質之融點，例如 $\text{Hg} - 38, 87^{\circ}$ ， $\text{Sn} + 231, 84^{\circ}$ ， $\text{Zn} + 419, 4^{\circ}$ ， $\text{Ag} 960, 3^{\circ}$ ， $\text{Au} 1063^{\circ}$ ， $\text{Pt} 1764^{\circ}$ ，亦均可用以校準溫度，但後者已不適用於水銀溫度計。於管壁上刻定管中水銀柱之頂點在 0° 及 100° 時所止之兩定點後，再將管壁上此二點間之距離等分爲100度，而按此分度更向兩定點外引伸之。此種之刻度法，當然有一不言而喻之假設，即水銀與玻璃在此全部之溫度範圍內膨脹時須同爲均勻者。但精密言之，事實上並非若此。第一方面 0° 至 100° 間，水銀之膨脹係數既非絕對不變，而第二方面玻璃亦復如是，且又視其種類之不同而異其值。在 0° 與 100° 之間，有數處之差值可稍逾 $0, 1^{\circ}$ 。溫度計之玻璃又呈熱脹後效，即玻璃受熱後若繼之以冷卻，每不能立即收縮而完全恢復原來之容積，但須經過相當時間後始克漸漸復原。試將一溫度計加熱至 100° 後，立即投於融冰之中，則溫度計所示者，初時非爲 0° ，往往較此略低(所謂零點之下降)。此種熱脹後效之現象，在新製之玻璃器爲特強；但若飽經冷熱輪流交侵，則稍可減殺(溫度計之人工使舊法)。此與彈性後效相似(§ 81)。

水銀在 $-38,87^{\circ}$ 時凝成固體，故普通水銀溫度計即以此為可以測量之最低限度。其最高限度約為 150° ，蓋逾此以上，水銀將顯著的汽化而佔據毛細管內真空之部份。但若於毛細管中裝入一種氣體，不留真空，則水銀之汽化可大受限制；此種氣體通常所用者，大都為氮。以高壓力（30—50 氣壓）壓氮入管中，則水銀可達高溫度而不沸（§ 181）。此種溫度計配以特製之玻璃管，可達 660° ，若配以水晶管，則可達 750° （稱為氮氣溫度計）。

欲測低溫度，水銀已失其效用，故應以他種液體之具有極低之凝固點者代之。例如酒精（酒精溫度計），戊烷（Pentan），或石油醚（Petroläther）等。

藉特種之構造尚可示出溫度計在某時間內所達最高或最低之處（最高最低溫度計）。醫師所用之體溫計，即為其一種。

167. 氣體溫度計及其他之溫度測量法。欲測極精密之溫度，尤如欲校準他溫度計之刻度時，吾人常用氣體溫度計。所用之氣體須儘量選擇其與理想氣體最為相似者，如氫，氮，氬等，儲於鉑，銻合金所製之器中。測量溫度時或用定壓下容積之變遷 $[V=V_0(1+at)]$ ，或用定容下壓力之變遷 $[p=p_0(1+at)]$ （§ 163），



第 160 圖 氣體溫度計

兩者俱可。但通常皆用後者。

第 160 圖示一簡單之定容氣體溫度計。氣體儲於容器 G 及與之連通之毛細管 K 中， G 器者以備測量時曝於欲測溫度中之用。此部份之氣體由水銀密閉之。調節水銀柱之高低，使一端之頂適與一精細之刻線 S 相齊，若此則容積可維持常定。在不同之溫度時，氣體之壓力可自 R 與 R' 二管中水銀面高度之差 h 計算之。

除上述各種利用物體熱脹之測溫法外，尙有其他方法，藉溫度對於電阻之影響，或物體之輻射等 (§ 225 及 485)，以測量溫度。溫度極高時，祇可用後述諸法。

第十六章 比熱

168. 熱量. 卡. 按 § 156 所述, 物體溫度之上升, 實由於其分子能量之增加. 故吾人欲使物體加熱, 須將能量輸入. 此輸入之能量通常即取給於他物體之熱能(如火燄, 電熱之物體等), 而物體之得以因此加熱, 則由於較熱之他物體之分子能量傳授於其分子所致. 物體中所含熱能之總值稱為熱量; 此名稱由來已久, 乃起於往日尙以熱為一種物質之時. 今已確知熱者僅為能量之一種, 故亦當以能量之單位 [爾格] 量之. 但通常不用此項單位. 熱量之實用單位為 [(小)卡] 或 [克卡] (Wilke 氏, 1772). 此為將 1 [克] 之水自 14.5° 加熱至 15.5° 時所需之熱量(所以須指定溫度者, 乃因水溫升高 1° 時所需之熱量隨溫度之高低而稍異.) 1000 [卡] 稱為一 [大卡], 或 [仟卡] (參閱 § 193).

169. 熱容量與比熱. 物質相同而質量不同之物體溫度上升同值時所需之熱量恆不相同, 質量大者需熱多. 質量相同而物質不同之二物體, 通常亦需不同之熱量以升高相同之溫度. 一物體之溫度升高 1° 時所需之熱量稱為此物體之熱容量 K . 故將一物體自 t_1 之溫度加熱至 t_2 , 即使之升高 $t_2 - t_1$ 度時所需之熱量為

$$Q = K(t_2 - t_1) [\text{卡}] \dots\dots\dots (1)$$

同物質二物體熱容量 K 之比等於其質量 m 之比,故

$$K = Cm[\text{卡}]/[\text{度}], \dots\dots\dots (2)$$

C 爲各物質特有之常數,稱爲其比熱(精密言之,當稱比熱容量)。若 $m=1$ [克], 則 $K=C$ 。此即謂一種物質之比熱即爲其 1 [克] 之熱容量,換言之,比熱乃爲使 1 [克] 之物質溫度升高 1° 時所需之熱量。第 8 表示數種固體與液體之比熱。

第 8 表 比熱

	比熱 C 單位爲 [卡]·[度] ⁻¹ ·[克] ⁻¹	原子量 α	原子熱 $C\alpha$
鋁	0,214	27,1	5,80
鐵	0,111	55,86	6,29
鎳	0,106	58,68	6,22
銅	0,091	63,57	5,78
銀	0,055	107,88	5,93
錫	0,050	120,2	6,00
鉑	0,032	195,2	6,25
金	0,031	197,2	6,12
鉛	0,031	207,2	6,42
玻璃	0,19	—	—
水晶	0,174	—	—
金剛石	0,12	—	—
水	1,99	—	—
乙醚	0,56	—	—
乙醇	0,58	—	—
二硫化碳	0,24	—	—

此處可注意水之比熱特高。此事在自然界中關於熱之現象頗屬重要。炎夏將屆,海水可保留其較低之溫度頗久,故較空氣爲涼;嚴冬方臨,海水復較空氣爲暖。是以濱海區域終歲氣候之變遷常較大陸內地者爲小。

氣體之比熱，當於 § 171 中另述之。

170. 原子熱. Dulong-Petit 二氏定律. 第 8 表中諸金屬元素除比熱 C 外，尚列有與原子量 a 之相乘積 Ca 之值，此相乘積者即為 a [克] 之熱容量，即其 [克] 數等於其原子量者。故 Ca 為 1 [克原子] 之熱容量，其中原子之個數不論何種元素皆為相同 (§ 96)。從該表中可見各種金屬之原子量雖不盡同，然其所謂原子熱者皆變為同值，約等於整數 6 (Dulong-Petit 二氏定律, 1819)。

此事可以下述之理論闡明之。金屬有晶體之結構，其原子排列成空間格子狀 (§ 528)。原子之熱運動為對於某種靜止位置之振動，此靜止位置者，為一原子因其周圍原子所施之力而靜止之所。各原子對於此項振動皆有三個自由度，故其平均動能等於 $3kT/2$ (§ 156)。原子又有位能，祇須其振動為簡諧振動，則此項能量平均與振動之動能相等。故平均計之，一個原子之總能量為 $3kT$ 。1 [克原子] 之金屬中有 N 個原子 (§ 96)。故 1 [克原子] 之熱能應為 $3NkT$ ；又因 $Nk=R$ (§ 162)，故此值又等於 $3RT$ 。原子熱為使 1 [克原子] 溫度升高 1° 時所需之熱能，其值應為 $3R(T+1) - 3RT = 3R$ 。考 R 之值頗近於 2，則原子熱之理論值自應等於 6。但按表仍稍有相差者，則因事實上之情形初非若此簡單。溫度極低時，且完全不合是律。詳細之討論見 § 511 及 516。

171. 氣體之比熱. 固體與液體之物態變遷恆可單義

的決定之,尤如其體積之隨溫度而變遷,可絲毫不涉含混。但氣體則不然。例如溫度變遷時,其容積之變遷尚須同時視壓力若何變遷而異。

氣體之容積常定而溫度上昇時之情形最爲簡單。此種變遷至少可在理論上設想將其密閉於一完全剛體之容器中,其容積於受熱後可無顯著之變遷(事實上祇須調節壓力確可達此目的。)設在若此之容器中有 1 [克] 之理想氣體。按 § 96, 此爲 1 [克分子] 之 $1/M$ (M =分子量), 而其中共含有 N/M (N =Loschmidt 氏常數) 個分子。命分子有 n 個自由度。按 § 156, (1) 式在 T 溫度時各分子之平均能量爲 $E=nkT/2$, 而全部氣體之總能量爲 $A=nNkT/2M$, 或按 § 162, $A=nRT/2M$ (R =普遍氣體常數)。

今將此氣體之溫度升高 1° , 使自 T 增加至 $T+1$, 則其能量之變遷值爲 $nR/2M$ 。但按諸定義, 1 [克] 之物質溫度變遷 1° 時能量之變遷值卽爲其比熱。上述者爲定容比熱 C_v 。故任意氣體之分子有 n 個自由度者, 其定容比熱之值爲

$$C_v = \frac{n}{2} \cdot \frac{R}{M}, \dots\dots\dots (4)$$

按 § 156, 假設氣體合於理想狀態, 則

$$\text{單原子氣體}(n=3)\text{之 } C_v = \frac{3}{2} \frac{R}{M},$$

$$\text{雙原子氣體}(n=5)\text{之 } C_v = \frac{5}{2} \frac{R}{M},$$

其他一切氣體($n=6$)之 $C_v = 3 \frac{R}{M}$.

定容克分子熱 c_v 爲 1 [克分子] 氣體之熱容量, 即比熱之 M 倍, 故 $c_v = \frac{3}{2}R$, 或 $\frac{5}{2}R$, 或 $3R$. 一切理想氣體之分子由個數相同之原子組成者, 其克分子熱皆相等.

今另設 1 [克] 之理想氣體儲於圓筒形之容器中, 而爲一可以移動之活塞所密閉. 活塞之外有定力作用, 維持氣體之壓力常定. 溫度上昇 1° 時, 因氣體之壓力恆爲常定, 故其容積隨之膨脹, 推動活塞向外移過少許. 於是其容積增加 ΔV , 而按 § 100, 此時氣體作於活塞上之工爲 $p\Delta V$. 按 § 162, (6) 式, 1 [克] ($V=V_0$) 氣體溫度變遷 ΔT 時之工作爲 $p\Delta V = R\Delta T/M$, 今在上述之情形中, $\Delta T=1^\circ$, 故 $p\Delta V = R/M$. 此爲輸入於 1 [克] 氣體中熱能之一部份, 當氣體定壓變遷時, 此部份之能量未使氣體之溫度上昇以增加其分子之能量, 但係化成機械工作者 (即反抗活塞外面之作用力使活塞向外移動時所作之工).

因輸入氣體之能量僅爲熱能, 故氣體膨脹時所作之工亦必取償於是. 若此則輸入於 1 [克] 氣體中之熱量較之定容而溫度同樣上昇時應多 R/M . 在此情形中輸入之全部熱能稱爲 定壓比熱 C_p , 於是

$$C_p = C_v + \frac{R}{M}. \dots\dots\dots (5)$$

在理想狀態時

$$\text{單原子氣體之 } C_p = \frac{5}{2} \frac{R}{M},$$

$$\text{雙原子氣體之 } C_p = \frac{7}{2} \frac{R}{M},$$

$$\text{其他一切氣體之 } C_p = 4 \frac{R}{M}.$$

於是定壓克分子熱 c_p 之值應為 $c_p = \frac{5}{2} R$, 或 $\frac{7}{2} R$, 或 $4R$. 下

列之關係亦頗屬重要,

$$\text{單原子氣體 } C_p/C_v = \frac{5}{3} = 1,64,$$

$$\text{雙原子氣體 } C_p/C_v = \frac{7}{5} = 1,40,$$

$$\text{其他一切氣體 } C_p/C_v = \frac{4}{3} = 1,33.$$

又對於一切理想氣體, $c_p - c_v = R$.

此處導出之各種關係,僅對於理想氣體為合理. 第9表表示與此有關之幾種數值.

第9表 數種氣體之比熱

	C_v	C_p	C_p/C_v	c_p	$c_p - c_v$
H ₂	2,41	3,40	1,41	6,80	1,98
He	0,76	1,26	1,66	5,04	2,00
N ₂	0,178	0,249	1,40	6,98	1,99
O ₂	0,159	0,218	1,40	6,98	1,98
A	0,077	0,127	1,65	5,02	1,99
CO ₂	0,155	0,202	1,30	8,88	2,07
CH ₄	0,405	0,531	1,31	7,43	2,02

普遍氣體常數之值爲 $R=1,986$ [卡]/[度]·[克分子]。表中之末行示 $c_p - c_v = R$ 之關係，有數種氣體與理論值甚爲符合，有數種則尙略有出入，但亦相近。 c_p 之值若以整數計之 ($R=2$ [卡]/[度]·[克分子])，按諸理論，應視分子中原子個數之不同而或爲 5 或爲 7 或爲 8。表中所列大多數之氣體與此頗稱符合，惟 CO_2 及 CH_4 二種氣體相差較大。

欲知一氣體究爲單原子或雙原子抑或多原子，可由實測 $C_p/C_v = \kappa$ 之值以定之，此實爲一重要之方法。聲波在氣體內傳播速度之公式中亦含有此值 (§ 125, 18 式)，故此值可由測量聲速而得。Kundt 氏之粉末圖形法 (§ 143) 原卽爲此目的而設計者。

172. 氣體之絕熱變。試以熱量 Q 輸入一氣體中，則此能量可以不同之方法作用於氣體。吾人姑取 m [克] 之理想氣體，命其中所含之分子能量爲 U 。設熱量 Q 輸入後，此分子能量有 dU 之變遷，同時其容積有 dV 之變遷。此項容積之變遷須賴有 $p \cdot dV$ 之工作，而此工作則必取償於輸入之熱量 Q 。按能量原理(第一主要定理, § 192),

$$Q = dU + p \cdot dV \dots \dots \dots (6)$$

所謂絕熱變者意謂毫無熱能輸入或輸出，故

$$dU + p \cdot dV = 0 \dots \dots \dots (7)$$

按比熱 C_v 之定義， m [克] 理想氣體中所含之分子能量應爲 $U = mC_v T$ ，故 $dU = mC_v \cdot dT$ ，又按 § 162, (9) 式， $p = mRT/MV$ 。吾

人又可書作

$$mC_v dT + m \frac{RT}{M} \cdot \frac{dV}{V} = 0, \text{ 或 } C_v \frac{dT}{T} + \frac{R}{M} \cdot \frac{dV}{V} = 0. \dots (8)$$

將此式積分之,且仍以 $R/M = C_p - C_v$ 及 $C_p/C_v = \kappa$ 之關係代入,得

$$C_v \log T + \frac{R}{M} \log V = \text{常數}, \text{ 或 } \log T + (\kappa - 1) \log V = \text{常數},$$

此式又可寫作

$$T \cdot V^{\kappa-1} = \text{常數} \dots \dots \dots (9)$$

仍以 $T = p \cdot V \cdot M / mR$ 代入,更將常定因數 mR/M 併入常數之內,得

$$pV^\kappa = \text{常數} = p_0 V_0^\kappa \dots \dots \dots (10)$$

等溫變時用 Boyle-Mariotte 二氏定律 (§ 98) 者,絕熱變時當代以此式。

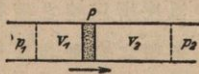
從(9)式可知密閉之氣體絕熱而縮小其容積與增加其壓力時,溫度皆因之上昇,反之則下降。故將氣體絕熱壓縮,則氣體加暖;絕熱膨脹,則氣體冷卻。壓氣入車輪之氣胎中時,唧筒輒顯著的發熱,即此故也。

關於理想氣體之容積絕熱變遷時溫度所以隨之而變之原因,吾人可述一十分明瞭之觀念。氣體之容積若此變遷時,恆必由於其容器一部份圍壁之運動。器壁靜止時,氣體分子每與之碰撞,必仍以原速被折而回;今器壁亦在運動,故折回之速度即因之而增減。此可以向一動壁擊球之情

形比擬之。若動壁迎球而來，則球被折回後速度較前增加（例如以球拍擊網球）。若動壁背球而去，則球被折回後速度較前減小。蓋在第一種情形中，動壁使球加速，而在第二種情形中，球將消耗其動能之一部份以使動壁加速也。故容器圍壁向內運動使容積縮小時，氣體分子恆因之加速。於是分子之平均能量增加，而溫度上昇。反之，分子與後退之圍壁碰撞時即因之減速，而溫度下降。

但若理想氣體容積之變遷非由於器壁之運動，而令其經過小孔流入一原為真空之空間，則此時無工作可言，各分子將以原來之速度流入（擴散）真空，故溫度不變。

真正氣體狀態之變遷恆遵守 Van der Waals 氏方程式 (§ 164)，故其情形與上節所述者多寡略有不同。此項效應首由 Joule 及 Thomson 二氏以下述之實驗證明之。在一保護極妥不使熱能絲毫損失之管中，置一氣體不易通過之管塞 P (第 161 圖)，塞之一邊壓力為 p_1 ，他邊則為較低之 p_2 。氣體勉力穿 P 而過後，其溫度恆稍見下降。苟空氣為理想氣體，則不應有此現象，而應為 $p_1 V_1 = p_2 V_2$ 。



第 161 圖 Joule-Thomson
二氏效應之示明

相吸引之力（即所謂 Van der Waals 氏力），故其壓縮性較理想氣體為強。此蓋因容積愈縮小，則分子之擠聚愈密，其相互吸引之力亦愈強。

因此助長外力使其容積縮小之作用。反之，壓力減小時，空

氣容積之膨脹亦較理想氣體爲烈。故在 Joule-Thomson 二氏之實驗中， V_2 較理想氣體所佔者爲大，以致 $p_2V_2 > p_1V_1$ 。按 § 100, p_1V_1 爲逼使氣體穿過管塞時所費之外工作，而 p_2V_2 爲在他方面新得之外工作。誠如是，則外工作將因此而新有所增。此斷爲不可能之事；故此新增之工作必取償於氣體之內能，其分子速即因之而減。於是氣體因對外作工而冷却。不特此也，氣體又因其本身尚須作內工作而益見冷却，蓋氣體容積膨脹後，分子彼此遠離，其相互間之位能因以增加，此亦須取償於分子之動能。

在室溫時氫之壓縮性較理想氣體爲小，故適得相反之效應。其所以然者，係因氫之分子本身體積特大 (Van der Waals 氏式中之常數 b 特大) 所致，惟其詳情此處未及盡述。直至 -80° (所謂轉變點) 時，因其反抗內力所作之工爲值頗大，故始見冷却之效應。

氣體內聲速之公式 (§ 125, 18 式) 中所以含有 $\kappa = C_p/C_v$ 之一數者，乃因聲波在氣體中所引起氣體之壓力變遷以及其連帶之溫度變遷進行極速，其相鄰之氣體分子不及將其溫度平均，故屬絕熱變遷，不合 Boyle-Mariotte 二氏定律，而遵守 (10) 式。

173. 比熱之測定。測定比熱所用之器具稱曰量熱器或稱卡計。其最簡單者，爲水卡計。此爲一金屬之容器，中儲以水。通常皆以最不透熱之外罩(棉絮或空氣罩)圍之，以

避免熱能之消散。

設 m 爲一物體之質量，其比熱即爲吾人所欲測定者。命 C 爲其比熱，即 Cm 爲其熱容量。設 m' 爲量熱器中水之質量， $C'=1$ 爲其比熱， m'' 爲量熱器本身之質量， C'' 爲其比熱，即 $C''m''$ 爲器之熱容量（稱爲水當量）。命水與量熱器之初溫爲 t_1 。將欲測之物體加熱使其溫度至 t_2 ，例如將其置於一爲水蒸汽加熱至 100° 之容器中，使 $t_2=100^\circ$ 。於是投此物體於水中，二者之溫度即自行平均，命其『混合溫度』（終溫）爲 t 。此時水與量熱器之溫度上昇 $(t-t_1)^\circ$ ，物體之溫度下降 $(t_2-t)^\circ$ 。故前者之熱量增加 $(C'm'+C''m'')(t-t_1)$ ，而後者之熱量損失 $Cm(t_2-t)$ 。按能量原理（第一主要定理，§ 192）此二者恆必相等。

$$Cm \cdot (t_2 - t) = (C'm' + C''m'')(t - t_1)$$

或

$$C = \frac{C'm' + C''m''}{m} \frac{t - t_1}{t_2 - t_1}$$

但測量時須用一溫度計以測溫度，及一攪動器以使溫度迅速均勻，二者均插水中，故精密計算時，此等物件之熱容量亦須計入。此法稱爲混合法。

液體之比熱亦可用同器測量之，以欲測之液體代水，此外另用一比熱已知之物體（測熱體）。此時 C 爲欲求之未知值。

尙有一種形式不同之量熱器稱爲水卡計者，見 § 175。

Nernst 氏曾創製多種之量熱器,專用以測低溫時之比熱;法於欲測之物體中通以電流,使輸入定值之熱量,而測量其溫度之變遷,此後者亦可用電學方法以量之。



第十七章 物態之變化

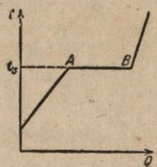
174. 物態變化之種類。 試將(結晶的)固體加熱,祇須尚未有化學或其他變化(如燃燒等)發生,則熱至一定之某溫度後,其固態即化成液態。是曰融解。若令其自較高之溫度冷卻,則降至同溫度後,仍復化為固態。此溫度稱為該物質之融解溫度或融點。因物質冷卻至此相同之溫度時恆又凝凍而成固體,故此溫度又稱為凝固溫度。物質在常溫中為液態者,如水及水溶液等,通常又有凍點或冰點之稱。但在物理學上,諸名詞之意義俱屬相同。

通常液體在任何溫度時恆逐漸化為氣態,是曰蒸發,溫度愈高,蒸發愈速。若溫度繼續上昇,則終將至一定點,其時液體內部到處劇烈發生氣泡,而全體立即化成氣體。是曰沸騰。此時之溫度稱為沸騰溫度,或稱沸點。與蒸發相反之作用稱為凝結。固體不能逐漸化為液體,故與液體之蒸發不同。但固體可直接化成氣體,反之亦然。此項現象稱曰昇華。

將熱量 Q 均勻輸入一物體使其融解或沸騰時,其溫度 t 變化之經過可以第 162 圖示之。未至融點或沸點 t_0 以前,物體之溫度逐漸均勻上昇。但一至此點 (A),則立刻停止上昇,雖仍有熱能繼續輸入,然溫度始終維持常定,直至融解

或沸騰完畢(B)而止。此後溫度復行上昇。故此等溫度可十分精密測定之。凝固或凝結時之情形亦與此同,惟作用相反耳。

明確之融點僅真正之固體即晶體方有之。非晶質之物體(§ 13 及 527)則無;溫度漸高,其質化軟,初似黏膠,終成薄液(玻璃,火漆,松香)。其固態及液態間無明顯之界限。



第 162 圖 融解及沸騰時溫度之過程。

t = 溫度, Q = 輸入熱量, t_0 = 融解或沸騰溫度。

物體若此所呈之三種形狀,稱為三態,而別之為固態,液態,與氣態。在指定之壓力下,一物質僅能在一十分確定之某溫度,即其融解溫度時,固態與液態二者方得永久同時並存。較融點(此與壓力有關 § 177)高,則恆為液態,較低則恆為固態。高於沸點(此亦與壓力有關 § 181)者純為氣態,然不特在沸點之時,即在較低之時,液態氣態亦可同時並存,且恆為平衡 (§ 180)。低於融點時,固態與氣態亦可並存。一物之三態同時並存者,僅於某一定之壓力及一定之溫度下方為可能,此即所謂三態點。以水為例,則此時之壓力應為 $p = 4,6$ [毫米],溫度應為 $t = +0,0076^\circ$ 。茲再總括之如下:

融點以下:固態與氣態;

三態點:固態,液態,與氣態;

融點與沸點之間:液態與氣態;

沸點以上:氣態。

若將液體謹慎處理之，每可使其溫度降至融點以下數度而不凝固(過度冷卻)。但若稍受振動或有細粒之固體投入，則液體立即凝固，其溫度亦自行上昇至融點而止。

以相同之手續將一不含空氣之液體緩緩加熱，亦每可使其溫度昇至沸點以上數度而不沸。其後突然猛烈發生氣泡，同時溫度自行降至沸點而止(過度加熱)。

過度冷卻與過度加熱皆為液體之所謂介穩平衡狀態，即極不穩定之內部平衡狀態，故稍受擾動，立即趨入其穩定之狀態(猶如直立於狹邊上之木板)。

第10表示數種物質之融點與沸點。

第10表 融點與沸點(Celsius 氏溫度)

	融 點	沸 點
鋁.....	+ 658	—
氫.....	- 189,6	- 186
鉛.....	+ 327,4	+1625
硼.....	+2300	—
氯.....	- 102	- 33,6
金.....	+1064	+2610
氮.....	—	- 268,82
鈦.....	+2340	—
碳.....	+4000	—
銅.....	+1043	+2310
鈉.....	+ 97,6	+ 877,5
鉑.....	+1767	+3800
銻.....	- 38,87	+ 357
氧.....	- 218,4	- 183
氮.....	- 210,52	- 195,67
氫.....	- 257,14	- 252,8
錫.....	+2900	—

沸點均以 760 毫米之壓力為標準。

合金之融點常較其成份之純金屬爲低。有所謂 Rose 氏合金者(2 Bi+1 Pb+1 Sn)在 95° 時融爲液體;又有所謂 Wood 氏合金者(1 Cd+1 Sn+2 Pb+4 Bi)其融點僅爲 66°。鉀與鈉之合金在室內溫度時已爲液體。

固體(晶體)內部之熱運動爲其原子成份對於其一定靜止位置之振動。溫度愈高,振動愈烈。至融解溫度時,物體分子之團結力即因之鬆弛。於是固體雖有規則之排列遂變爲液體漫無秩序之狀態。欲催促原子組織之鬆弛,以及進行與此作用相關之原子組織的變化,恆必有賴乎工作,此工作即取自輸入之熱能(融解熱)。

蒸發或沸騰之經過情形亦與此同。此時輸入之熱能(蒸發熱)化成工作,使前在融解時已經鬆弛之原子成分更相遠離,而成氣體之狀態。

175. 融解熱。 方固體之融解作用正在進行中也(第 162 圖中 AB 線段),輸入之熱量不能使物體溫度增高,但用以化成一種工作,以反抗固體分子互相結合之力而使之分離。所謂其物質之融解熱——因其不能使溫度變遷,故亦稱融解潛熱——者,乃爲 1 [克] 之物質溫度始終維持融點而自固態化爲液態時所需之熱量。反之,液體凝爲固態時,亦有相等之熱量放出。此時物體散播其融解熱於四周,故凝固作用正在進行中,熱量雖繼續放出,然其溫度可始終不變。

例如欲測冰之融解熱,可於量熱器 (§ 173) 中滿儲以水,

投 0° 之冰塊於其中。命水及量熱器之初溫為 t_1 ；冰塊融盡後為 t_2 。冰塊之質量為 m ，水之質量為 m' 。 λ 為冰之融解熱，其單位以 [卡]/[克] 計之。 $C=1$ 為水之比熱， C' 為量熱器材料之比熱， m'' 為其質量，於是器之熱容量為 $K=C'm''$ 。冰塊之溫度變為 t_2 時，第一步必先融解。此時所需之熱量為 λm 。第二步其溫度由 0° 上昇至 t_2° 。此時所需之熱量為 $C'mt_2$ [卡]。故冰塊所吸收熱量之總值為 $m(\lambda+C't_2)$ [卡]。此項熱量即取自水及量熱器。水所給出之熱量為 $C'm'(t_1-t_2)$ ，量熱器所給出者為 $C'm''(t_1-t_2)$ 。按能量原理，——假設當時無絲毫熱量損失於外——水與量熱器放出之熱量必等於冰所吸收者，即

$$m(\lambda+C't_2) = (C'm'+C'm'')(t_1-t_2)$$

或

$$\lambda = \frac{C'm'+C'm''}{m}(t_1-t_2) - C't_2.$$

冰之融解熱為 80 [卡]/[克]。第 11 表示數種物質之融解熱。

Lavoisier 氏之冰卡計即本是理而作，從實測冰塊因某

第 11 表 融解熱

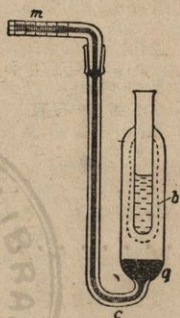
鋁	94	[卡]/[克]	銀	26,0	[卡]/[克]
鉛	5,5	,,	食鹽	124	,,
金	15,9	,,	水	80	,,
銅	41	,,			

熱量之輸入而融解之量(或融解所成之水量)以推算該熱量之值。在 Bunsen 氏冰卡計(第163圖)中所成之水量由其融解時體積之縮小 (§176) 而測定之。此器之構造,為一雙壁之玻璃器,雙壁之間,滿注以水。其下部通至一毛細管 c , 管中注有水銀(q)。初時藉醚之迅速蒸發或利用冷劑 (§190) 以使水之溫度降至 0° , 內管之壁上因凝成一層冰套 b 。將欲測之物體加熱至溫度 t , 而納於 0° 之內管中。物體即輸其熱量於冰套而自行冷卻至 0° 。命物體之質量為 m , 融冰之質量為 m' , 則按能量原理

$$Cm \cdot t = m' \lambda = 80m' [\text{卡}].$$

若已知毛細管之截面,則從水銀柱沿刻度 m 移過之距離可計算融冰體積縮小之值;從此即可推算融冰之質量 m' 。納於內管中物體之比熱 c 即由此測定之。此法除欲測之物體外,其他相關諸物體之溫度皆無變更,故不涉器之熱容量(參閱 §177)。

176. 融解時體積之變遷。凡物融解時,其體積恆隨之變更,大多數物體之體積於融解時膨脹,凝固時縮小。但有數種之物體於融解時不脹而反縮,水即為其一例。水之體積變遷值約為 9%。故水之密度顯著的較大於冰;即冰之



第 163 圖 冰卡計

比重較小於水。以此之故，冰恆浮於水面，其體積之 $9/10$ 浸於水中；此對於自然界之演進有無上重要之功焉。

不特此也，水結冰時體積膨脹之事實，在自然界中，他方面亦頗佔重要。岩石裂罅中，不免有水侵入，遇冷結冰，體積驟脹，岩石因生裂紋；迨春迴大地，日暖冰融，而岩石崩解矣（每當春季，碎石輒自山岩下落，意外之禍，行旅戒之）。故岩石中之冰凍實為使其崩解之主因。房屋之牆壁，務須注意，不使滴水侵入，庶可免傾圮之虞。水於結冰時之脹膨性，可由下法示明之。試取拳狀之鐵製炸彈，有 1 [厘米] 厚之堅殼者，中空，滿儲以水，緊閉之，而投入冷劑中。結冰時炸彈爆裂（此種爆裂並無危險）。

凝白蠟於試驗管中，其體積之縮小，可明顯觀察之。因白蠟與管壁接觸之處先行凝凍，故固態之白蠟內部有孔。

177. 融點與壓力之關係。物體之體積於融解時膨脹者，若增強其外壓力，則融點因之昇高，縮小者反是，壓力增而融點降。故冰受高壓，融點降低，每增 1 [大氣壓]，恆下降 $0,0075^\circ$ 。試加壓力於 0° 之冰塊，初時確有融解作用發生。但此時所需之融解熱即取自冰塊本身，故溫度因之下降；若毫無熱能自外輸入，則融解作用不能繼續而終將停止。冰有所謂復凝現象者，即由於此。雪為結晶之冰所成，試堆雪成球，在雪面上滾動，則雪與雪球相觸之處因受壓力而局部融解。球既前進，壓力頓除，融雪復凝，冰晶膠合，故球體愈滾而

愈大。冰山似有受範性，其一部份之原因亦即由於此復凝之作用。冰山流經狹處時，因受壓力而局部融解，其各部份彼此相對運動，乃得通過裕如。故冰山流下山時，一似非常粘滯之液體。

冰卡計中冰之融解部份非在靠近內管管壁之處，而反在冰套之最外層，離熱物體最遠之處；此事初視之似甚奇特，事實上最靠近內管玻璃之冰確先融解，但所成之水體積較小於其未融前之冰，該處壓力因之減小而凍點上昇。故水之溫度雖高於 0° ，仍可復凝為冰。此項溫度即傳佈於其鄰近之冰，因生相同之作用，直傳至冰套之最外面，於是一融而不復凝矣。

融點與壓力之關係，可以 Clausius-Clapeyron 二氏之方程式表示之，

$$\Delta T = 0,0242 \frac{(V_1 - V_2)T}{\lambda} \Delta p \dots \dots \dots (1)$$

式中 T 為物體之(絕對)融解溫度， ΔT 為壓力變遷 Δp 時融點昇降之值， V_1 為液態之容度， V_2 為固態之容度，而 λ 為融解潛熱。本節首數行所述者，即可由(1)式導出之。蓋 V_1 大於 V_2 時， ΔT 為正，反之為負。以水而言，則 $V_1 < V_2$ (§ 176)，故 $\Delta T/\Delta p$ 為負。

178. 汽化。物質汽化之原因係由於液體內部之分子運動。液體分子逸出液面時，分子間之引力恆多寡予以阻力(參閱表面張力 § 92)。故欲使分子脫離液體之引力範

圍，即欲使之汽化，恆需工作。若某分子因其熱運動而具有足夠之動能，該分子即可藉此能量而作汽化所需之工。按 Maxwell 氏定律 (§ 157)，無論何時恆有以一切可能值之速度而運動之分子存在，故時時必有數分子自液體內部飛擊液面，其速度之大每足以突破液面而躍至外間。液體之蒸發即基此理。

液體溫度愈高，其分子之平均能量愈大，則動能頗大之分子足以做汽化之工作者，個數亦愈多。故汽化與溫度有關，溫度愈高，汽化愈烈。

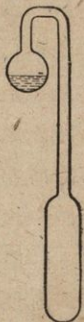
汽化繼續進行，最速之分子逐漸脫離液體。其時液體內部之平均分子能量因之逐漸減小，而溫度下降。故欲維持定溫，須供以此項因汽化而損失之熱能。

液體因汽化而冷却之現象於水頗易觀察之。靜置之水恆稍冷於其周圍之物體。人體濡水後每覺寒冷，蓋因水之迅速蒸發也（發汗後每易感冒風寒）。加速醚之蒸發（將空氣泡繼續吹入，則其表面增加，可使所成之醚汽隨時除去）頗易使其溫度降至 0° 以下。

欲使沸熱之食物加速冷却，每以口吹之；所以然者，因藉此可吹來已成之水汽，俾食品中之水份加速蒸發，而溫度因以下降。油膩之湯不易冷却，蓋浮湯面上之油層能阻止蒸發之進行也。

有所謂汽化凝冰器者（第 164 圖），用以示液體汽化而冷

却之作用，頗足使人留深刻之影像。器由二個抽空之玻璃容器及一溝通二器之玻璃管而成，中儲少許之水。器中除水以外滿佈飽和之水汽 (§ 180)。導水盡入上球，而以冷劑圍其下器。器中原在室溫時飽和之水汽即行凝結。但上球仍為室內溫度，故其中之水仍汽化不已。汽化愈多，冷卻愈甚，而終乃結冰。



第 164 圖 汽
化凝冰器

179. 汽化熱。1[克]之物質汽化時逸出之熱量，亦即使1[克]之液體在定溫下汽化時所需之熱量，稱為汽化(潛)熱。反之，1[克]之氣體凝結為液體時，亦必放出相等之熱量。

量熱器中儲水 m' ，以導管引鍋中沸水之蒸汽 m 入水中，使其在水中凝結，而測量水溫之變遷，即可由此計算水之汽化熱 η 之值。此與 § 175 所述關於融解熱之測法完全相同，吾人可得下式(式中字母之意義亦與該節中者相同)，

$$m[\eta + C'(t_2 - t)] = (C'm' + C''m'')(t - t_1),$$

故

$$\eta = \frac{C'm' + C''m''}{m}(t - t_1) - C'(t_2 - t).$$

溫度在 100° 時，水之汽化熱 η 為 $539, 1$ [卡]/[克]。其值視溫度而異，與一切汽化熱同。由下述簡單之實驗至少亦可測得水之汽化熱之約值。試管中儲水約 $1/4$ ，置 Bunsen 燈上加熱，注意火簇須燃燒均勻(注意通風)。用一節拍器以比較

第一步水自初溫 t 升至 100° 沸騰開始及第二步直至全部之水汽化無餘時各步驟中所需之時間。加於每[克]水之熱量,在第一步中為 $(100-t)$ [卡],在第二步中為 $539,1$ [卡]。若熱能之供給確甚均勻,則每次供給之熱量正比於其相應之時間,亦即節拍器所擊節拍之次數。命水之初溫為 20° ,則時間之比當為 $80:539$ 。

第12表示數種物質在其標準沸點下汽化熱之值。吾人所可注意者水之值特高。

第12表 汽化熱

酒精.....	202	[卡]/[克]	氧.....	51	[卡]/[克]
氮.....	321	,,	氮.....	48	,,
醚.....	80	,,	硫化碳.....	85	,,
氯.....	62	,,	水.....	539,1	,,
銻.....	68	,,	氫.....	110	,,

180. 飽和汽。汽壓。往日習慣上咸以一種氣體之能與其本身液體相聚一處者稱為汽。(當時將氣與汽加以區別;可以液化者稱為汽,不能液化者稱為氣。但今日已確知一切氣體在適當條件下均能液化,見§184)然汽與氣固二而一者也。但通常仍輒以氣體之與理想狀態相差頗著者稱為汽,蓋以此類之氣體較近似理想氣體者易於液化。就物理學之意義言之,凡為固體或液體微粒相聚飄蕩於空中而成之煙霧雲霞,俱不足以稱汽。此類物體,最妥可統稱之曰雲霧。真正之水汽,人目不能見之。

試於密閉之容器中半儲液體。液體即行汽化,其汽滿

佈於液面上未爲液體所佔之空間中。但此空間中汽之密度不能有增無已，終將達一極限而止。既至某一定之密度後，汽化即不再進行。此時液體與其汽間有所謂動力平衡者成立，即離開液體之分子(汽化)與同時重回液體中之分子(凝結)二者個數相等。因汽之壓力與其密度有關，故自此以後，汽即施於液面上之壓力將爲常定，即所謂液體之汽壓或飽和汽壓者是。汽壓之值視溫度而異，溫度愈高，其值愈大。第13表 a 示水(或冰，參閱§ 206 註)之此項關係，第13表 b 爲水銀，第13表 c 爲氫。

第13表 a 水(或冰)之汽壓(Celsius 氏溫度)

-60°	0,007[毫米]	+ 40°	55,3[毫米]
-40°	0,093 ,,	+ 60°	149,4 ,,
-20°	0,77 ,,	+ 80°	355,1 ,,
+ 0°	4,6 ,,	+100°	760,0 ,,
+20°	17,5 ,,	+200°	11665,0 ,,

第13表 b 水銀之汽壓(Celsius 氏溫度)

0°	0,0001846[毫米]	60°	0,0277[毫米]
15°	0,00081 ,,	100°	0,3006 ,,
30°	0,0027 ,,	356,7°	760,0 ,,

第13表 c 氫之汽壓(絕對溫度)

1,475°	4,15[毫米]	4,9°	1329[毫米]
3,516°	359,5 ,,	5,16°	16680 ,,
4,205°	757,5 ,,	5,20°	17180 ,,

汽之與其液體維持平衡者，稱爲飽和汽。

飽和汽施於其液面上之壓力(分壓力§ 97)不因液面上尚有異類氣體，如空氣等之存在而稍異其值。

欲測定液體在室溫時之汽壓可用 Torricelli 氏實驗之裝置(第 165 圖)。先注水銀於管中,如 § 103 所述,使水銀柱之上



第 165 圖 汽
壓之測定, b 大
氣壓, p 汽壓。

上端成爲真空。次由管之下端導欲測之液體入管,液體即上昇至水銀柱之頂。此時管之上部壓力不復爲零,而爲液體之汽壓,故水銀柱隨即下降。此汽壓之值,即以水銀柱未降前及既降後之高度差定之。惟此時當注意管中仍須稍留液體,方足以保證其汽確爲飽和。從此可知

在 Torricelli 氏之實驗中,管之上端亦初非完全真空,而恆有少許之水銀汽;在室內溫度時,其汽壓約爲 $1/1000$ [毫米] Hg。若以水導入管中,在 15° 時,水銀柱將下降 $12,8$ [毫米],即相當於 $12,8$ [毫米] Hg 之汽壓;若用酒精或醚,則下降更甚。試將管身提高,或下降,或傾斜,以增減汽在管頂所據之容積,祇須其中尙有液體存在,其汽壓恆始終不變,此時或有一部份之汽凝結,或有一部份液體汽化。

反抗汽化作用之分子力與液體之表面張力有密切關係,已見 § 178 所述,即與液面諸分子所受欲將其拉入液體內部之單方作用力有關。故若於尋常分子引力之外尙添加其他之引力,則每可使汽更易凝結。空氣之中恆存有帶電之塵埃微粒,其電引力恆作用於水汽而促進其凝結,此種之塵埃遂成爲所謂凝結核。空氣中之水汽若遇廣大寒冷之固體面,則其凝結自必較凝結於微小之水滴上爲易。當其

在廣大之固體面上開始凝結成水時(露之凝成)之溫度稱爲露點。露點之高低視空氣中水汽之分壓力,即其飽和度而定,故可由以測知大氣中之濕度(§ 206)。

181. 沸騰. 沸點與壓力之關係. 蒸餾. 液體之沸騰即爲一種汽化之現象,惟其作用不僅限於液面,即其內部各處,尤以其與容器圍壁相觸之處,均在同時進行. 此等之處皆成汽泡而上昇液面. 此種汽泡中之汽壓相應於液體之溫度而異. 惟汽壓須不較液體本身所受之壓力爲小,沸騰作用方克發生,此爲顯而易見者. 否則液體中即或偶有汽泡產生,終必因外壓力之壓縮而復行凝成液體. 故在某一之溫度,液體之飽和汽壓適等於外壓力時,液體始行沸騰;例如在空氣之中,自由沸騰發生於汽壓與大氣壓力相等之時. 此處須注意液體內部之汽泡尚受有流體靜壓力(§ 87)之作用,故其溫度必稍較高於在大氣壓力下之蒸汽. 欲得可靠之沸點,須直測方離沸液後之汽溫.

故液體之沸點繫乎壓力. 第14表示在標準大氣壓力

第14表 水之沸點與壓力之關係

壓力	沸點
720 [毫米]	98,49°
730 "	98,89°
740 "	99,26°
750 "	99,63°
760 "	100,00°
770 "	100,37°
780 "	100,73°
790 "	101,90°
800 "	101,44°

附近時關於水之此項關係，在其他較廣之壓力範圍內者，見第13表 a (§ 180)。試納 $90-95^\circ$ 之水於抽氣機之玻罩中，氣壓降低後，水即沸騰。若壓力頗低，則雖在室內溫度且毫不輸入熱量，水亦自沸。實驗時，若置濃硫酸於玻罩內以吸收水汽，則水之沸騰更易，蓋否則吾人實無法使罩內之氣壓降至飽和汽壓以下也。此時所需之汽化熱不能立刻取自外方，自必取諸水中本身之熱量。且溫度可因之降至 0° ，沸騰雖仍繼續進行，凝固亦可於同時開始。水面上結成之薄冰可為汽泡所衝破。

因空氣壓力隨高度而遞減，故水之沸點亦隨之而下降。例如在 Montblanc 之山巔(4800 [米]，氣壓約為 420 [毫米])，水之沸點約為 84° 。高山探險隊可利用此項關係以為簡易之測高法(所謂沸點氣壓計)。烹煮食物時欲使其易於熟爛，常用 Papin 氏罐。罐具密閉之蓋，蓋有活瓣，罐中汽壓超過某定值時，瓣即自啓。於是罐中之水在其本身蒸汽增高之壓力下沸騰，其溫度每在 100° 以上。

(吾人須注意不可以「煮」字代沸騰。用沸水以使食物熟爛者謂之煮。尚有提煉物質使成純粹，或將物體消毒，亦稱為煮者。但在物理學中不用此字。)

所謂蒸餾者，係液體汽化後其汽遇冷而復行凝結之謂也。經過此種處理後可得較前純粹之液體(水，酒精等物)，而所謂蒸餾者，通常尤多指此項方法而言。法先將雜有他

物質之液體加熱使之沸騰，導汽入他器中而冷凝之。例如鹽之水溶液沸騰時，汽化者僅爲水。導汽經過螺旋管而冷卻之，即凝爲純粹之水(蒸餾水)。數種液體互相混和後，每於沸騰時，其沸點最低之一種在汽中之成份特多。汽遇冷而凝結後，在蒸溜液中仍以上述一種之成份爲最富。經反覆之處理，液中幾可僅存此種惟一之成份(分餾法，例如由次號酒精中提取上號酒精)。

•182. 汽密度。按 Avogadro 氏之定律，一切理想氣體在相同之情形下，每 1 [厘米]³ 中之分子數皆相同，故此種氣體密度之比應等於其單個分子質量之比，亦即等於其分子量之比 (§ 96)。是則在同壓力同溫度時，理想氣體之密度應正比於其分子量，而分子量即可自密度計算之。

凡固體與液體之能汽化者，皆得應用此法。吾人所取之密度係指 0°C 及 760 [毫米] 壓力下物質已化成理想氣體之狀態者而言，此即稱爲汽密度。惟此時有多種物質與理想氣體狀態相去頗遠。但祇須其在任何溫度及壓力下得能近似理想氣體，則即可從而測得其密度，於是援用理想氣體之定律，不難推算其在標準情形下密度應有之值。汽密度之測法頗多，茲僅述 Victor Meyer 氏之一種。稱欲測之物體少許，納於一小玻璃管 R 中，管口或任其開放，或閉以管塞而於管內壓力增加時，頗易爲汽所推開者。投此小管於第 166 圖所示之長頸瓶 A 中，瓶已先行加熱至某一高溫度，



第 166 圖 Victor Meyer 氏之汽密度測定法。

務使小管中之物質不僅可以汽化，且可達一近似理想氣體之狀態。此時吾人可不必確知其溫度，祇求其能合於上述之條件已足。小玻璃管投入後，立即以瓶塞密閉長頸瓶之口，此時物質即行汽化，排擠瓶底之空氣。於是原在管內之空氣即被迫經過側管而流入倒立於水面之量筒 *B* 中。此項流出之空氣必與瓶內物質汽化時排擠之空氣相等，故其容積亦必相等。因長頸瓶內物質之汽頗近似理想氣體，而空氣亦與理想氣體相差無幾，故此二種氣體——假使物質之汽始終近似理想氣體——在壓力或溫度任何變遷時之情形恆始終相同。若自長頸瓶流出而集於量筒中之氣體非為空氣而為汽之本身，則按上述之假設，其容積應與事實上為空氣所佔者完全相同。於是由量筒上刻度讀得之空氣容積即等於此物質在理想氣體狀態下且壓力及溫度與流出之空氣相同時之容積。此時之溫度即為室內溫度，而壓力即為大氣壓力。但尚須二次修正之，其一因量筒中之水面通常高於水槽內之水面，其二因量筒內之壓力一部份為水汽之飽和汽壓。於是由氣體定律 (§ 162) 即可算得此物質，在 0° 及 760 [毫米] 壓力時當佔之容積。前已稱得物質之質量，以此容積除之，即得該物質之汽密度。

若以氫氣($H_2=2$)爲單位,而不用水,則密度即直接等於分子量(\$96).

183. 昇華. 凡固態物質之能昇華者(\$174),其表面上亦有汽壓,其值亦視溫度而異. 關於冰面上之汽壓已見\$180,第13表a. 第15表所載者爲關於碘之數值,聊作一例.

第15表 碘之汽壓

-48,3°	0,00050[毫米]
-32,3°	0,00052 ,,
-20,9°	0,0025 ,,
0°	0,029 ,,
15°	0,131 ,,
30°	0,469 ,,
80°	15,9 ,,
114,5°	90,0 ,, (融點)
185,3°	760,0 ,, (沸點)

此等物質亦具有昇華熱,與融解熱及汽化熱相仿,此乃爲1[克]之固體昇華時所需之熱量.

隆冬雪積,吾人每見雪堆逐漸自行消滅,蓋已昇華而直接化爲水汽矣. 反之,空氣中之水汽遇冷亦可直接凝結爲霜,而在嚴冷之上層空氣中者,即凝爲晶體之雪,惟雹則由水滴之凝結而成(\$206).

試置晶體之碘於真空玻璃器中,而局部冷却其玻壁之一處,則器中之碘汽立即在該處凝結爲固態之碘. 碘之晶體,某種之汞鹽有稱爲『昇汞』($HgCl_2$)者,以及其他類似之物,散置空氣中時,恆因昇華而逐漸消失.

184. 氣體之液化. 自分子之觀點視之, 氣體液化之問題, 乃在設法增強氣體分子間互引之力, 使其密集而合於液體特具之狀態 (§ 527). 氣態之分子間亦有互引之力, 其所以不致自行化成液態者, 則因溫度較高時, 分子熱運動頗為劇烈, 足以阻止分子之互相接近而有餘故也.

有多種之氣體, 雖在尋常溫度之時, 祇須減小其容積, 即增加其壓力, 已足使其分子密集, 分子間之引力增強, 而反抗熱運動之作用, 以入於液態. 例如氯, 二氧化碳, 氮, 及二氧化硫等氣體皆可在常溫時加以足夠之高壓而液化. 但其他之氣體則有所不能. 誠欲將其液化, 則首須減小其分子熱運動之能量, 換言之, 即須冷却之. 各種氣體各有一定之溫度, 高於此時, 雖加極強之壓力, 決不能將其液化; 須待低於此溫度後, 液化方為可能. 此項溫度稱為臨界溫度 T_k . 若將氣體冷却使其溫度僅略低於此, 則再施以足夠之壓力後, 氣體即能化成液體. 在臨界溫度 T_k 時所需之壓力 p_k 稱為臨界壓力. 在此所謂臨界狀態時氣體之容度稱為臨界容度 V_k , 其倒數 $\rho_k = 1/V_k$ 稱為臨界密度. 是則氣體之在常溫時加以壓力即能液化者(蒸汽), 其臨界溫度必較常溫為高.

因氣體之液化須取決於分子引力之作用, 故氣體在某溫度時僅藉壓力即能液化者, 必與理想氣體相去頗遠. 此時其狀態之變遷合於 Van der Waals 氏方程式 (§ 164, 15 式).

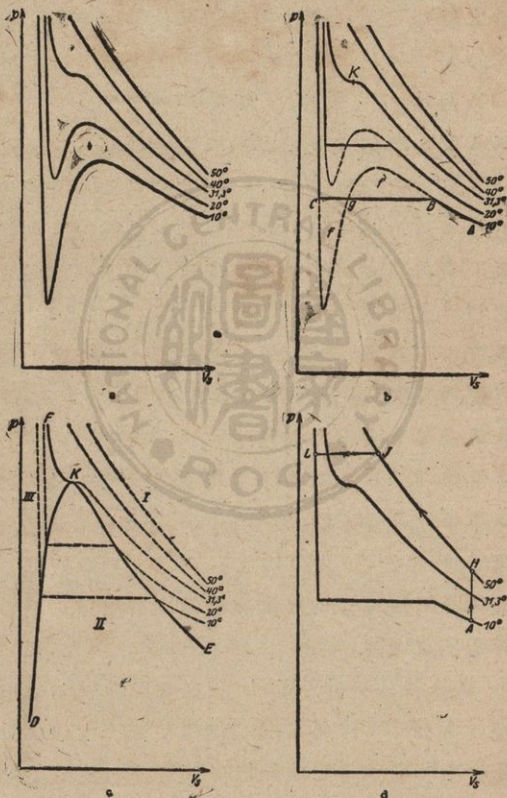
氣體之愈與理想氣體定律相合者,其離臨界狀態必愈遠。

由 Van der Waals 氏物態方程式可得臨界狀態及氣體液化時之情形。第 167 圖 *a* 所示者為依據 Van der Waals 氏方程式所作二氧化碳之等溫線,即在不同之常定溫度下一羣 (p, V_s) 曲線 (V_s = 容度。) 其他一切氣體咸可以此為表率。吾人試按圖觀察氣體之狀態,以 $t=10^\circ$ 容積頗大時(第 167 圖 *b*, *A* 點)為起點,等溫逐漸減小其容積,即逐漸增高其壓力。於是氣體沿該等溫線而至 *B* 點。此時吾人決不能在此定溫下使其壓力再行增高。雖更行縮小其容積,但壓力終不能稍增,而維持常定。此項作用蓋已離 Van der Waals 氏曲線,沿水平線 *BC* 前進,與曲線交於 *g* 點,而重會於 *C* 點。過此以往,則又與 Van der Waals 氏等溫線相合。第 167 圖 *b* 示明狀態變遷事實上之經過情形。

水平線段 *BC* 表示在等溫度中氣體液化之一段過程。液化作用始於 *B* 點而終於 *C* 點。*B* 點之右為氣體, *BC* 二點之間氣體(飽和汽)與液體並存, *C* 點之左為液體。氣體與液體之壓縮性(彈性)不同,故容積縮小時壓力之增加,在 *B* 右者弱,在 *C* 左者強。

BC 直線與 Van der Waals 氏之理論曲線相交成二個面積 (f), 吾人可證明此二者之值應相等,而直線之位置即以此項條件決定之。觀曲線之形狀,可知溫度愈高,此水平線段必愈短。例如二氧化碳在 31.3° 時此段已縮成一點 *K*

(第 167 圖 b). 溫度更高, 曲線中不復再見有與 Van der Waals 氏曲線相交三次而類於 BC 之直線部份, 故此時決不能



第 167 圖 Van der Waals 氏物態方程式氣體液化之說明。

使氣體液化。31,3° 之等溫線相當於二氧化碳尙能液化之最高溫度;二氧化碳之臨界溫度即爲 31,3°。K 點稱爲臨界點,其坐標即爲其臨界壓力與臨界容度。

試將一切等溫線中水平線段之二終點及臨界點 K 以一曲線連結之(第 167 圖 C, DKE 曲線),則此曲線與臨界等溫線之 KF 一段將『狀態圖』分爲三個區域。在 I 區中物質純爲氣態, II 區中氣液二態並存,而在 III 區中物質已全部液化。

欲使氣體化爲液體,初非必須經過不連續之液化作用。例如自 10° 等溫線上之 A 點出發,先將二氧化碳等容加熱至 50° (第 167 圖 d, H 點),然後等溫加壓至 J 點,再等壓而冷卻之,使回復 10° (L 點),如圖中箭頭所示。此時物質已入 III 區中,故必已化爲液體無疑。但在此例中,其步驟係爲連續的。在 JL 之過程中,越過臨界等溫線時,物質輒呈一特殊之狀態,此時氣體特性逐漸化爲液體特性,而不作凝結時之突變。此項現象及其相反之汽化現象,均不難以液態二氧化碳密閉於一玻璃管(所謂 Natterer 氏管)中而觀察之。試浸此管於溫水中(恰高於臨界溫度 31,3° 者),則液態二氧化碳之表面呈皺光現象 (§ 410) 而終乃消滅;二氧化碳並未經過蒸發或沸騰,而已化成氣體矣。(注意!玻管或將破裂,最爲危險。)

第 16 表示數種氣體之臨界值,其臨界溫度 t_k 一項皆係 Celsius 氏溫度(惟表中不用臨界容度 V_k 而代以臨界密度

$\rho_k=1/V_k$) 從此表中,可見在尋常溫度時何以有多種氣體不能液化之故。氫為最難液化之氣體, Kamerlingh Onnes 氏經多年之研究而方克成功。

第16表 臨界值

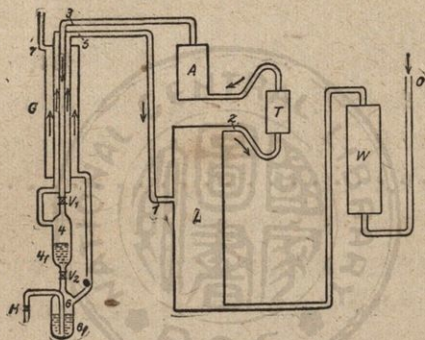
	t_k	p_k	ρ_k
氫	-241°	15 [大氣壓]	0,033
氮	-147,0°	34	0,32
氧	-118,8°	50	0,42
氫	-268°	2,3	0,065
氫	+130°	115,0	—
水	+365,0°	200,5	0,329
銻	約+1200°	456	約 4

令液態二氧化碳自鋼筒中突然流出而入棉毛之袋中時,其蒸發劇烈,溫度驟降,故其一部份可因之凝固(碳酸雪)。

185. 空氣,氫及氮之液化. 極低溫度. 按上所述,可知欲液化各種氣體工業上之問題,乃在若何設法冷却之,使其達於極低之臨界溫度而已. 今日已設有專廠,大規模製造巨量液態空氣,以供其一切可能之用途;德國各廠,皆採用 Linde 氏法. 該法中所用使空氣冷却之原理係基於 Joule-Thomson 二氏效應 (§ 172). 先將空氣壓縮,冷却之,以除去壓縮時產生之熱量. 於是命其突然膨脹,其溫度即猛烈下降. 引導此部份已冷之空氣流過方將輸入器中之新空氣所經之導管,先將其作初步之冷却,然後再以同法使其溫度益行下降,至第一次冷却空氣之溫度以下. 如此順次連續

處理之,使同部份之空氣繼續周流於器中,漲縮不已,則空氣遂逐漸冷卻,直可降至其臨界溫度 -141° ;此時加以壓力,即能液化。

第168圖示 Linde 氏空氣液化機之略圖。空氣自 O 輸入,經過洗塔 W 以除去二氧化碳氣。 L 中為壓縮器,將空氣



第 168 圖 Linde 氏氣體液化機之略圖

加壓,約至 200 [大氣壓]。 T 為乾燥器,空氣經此後即流入 A 器,其中置有冷凝機以初度冷卻之。 V_1 為一活栓,空氣流過後立即膨脹而自行冷卻。其一部份空氣已因此而液化者即集於 4 中,其尚為氣態之冷空氣則經過『逆流管』 G 而再入壓縮器中,此時即順道將新來之空氣再行冷卻。所成之液態空氣可啓活塞 V_2 導入儲藏器 6 之中而由 H 汲取之。經過 V_2 時汽化之空氣所有之低溫度於逆流管中悉被用盡後,由 7 而消散於空中。

應用此法以液化氫氣，須降低其溫度至 -241° 以下 (§184)，方克成功。故處理時先利用液態空氣使其溫度約降至 -210° 。此低溫度可由液態空氣之突然汽化而得，蓋此時汽化熱咸須取洽於液態空氣本身其溫度自必劇烈降至其原溫以下。氫須若此冷卻後，始能應用前述之空氣液化法使其降至臨界溫度 -241° 。更加以臨界壓15 [大氣壓]，氫方能液化。若欲氮氣液化，則可利用液態氫以先行冷卻之。液態氫之溫度為 $-268,9^{\circ}=4,3^{\circ}$ 絕對溫度，若任其突然汽化 (Absieden)，則直可降至 $0,6^{\circ}$ 絕對溫度。此時在液態氫中，吾人已可見有結晶之固態氫出現。其他一切氣體在較高溫度時咸已凝成固體 (參閱 § 174, 第 10 表)。此 $0,6^{\circ}$ 之絕對溫度為歷來人工所能達到之最低溫度。其與絕對零度已相去頗近。

達到若此之低溫度時，在實驗上頗饒興趣，蓋極多數之物體在各方面咸於此時顯示特殊之性質 (例如比熱，§ 511, 超導性，§ 255)。

因氮之沸點較低於氧，故在液態空氣中氮之沸騰而脫離液體恆較氧為速。液態空氣稍置片時，其留於液中者大部份已皆為氧。若以熾熱之木片投入其中，則雖在低溫，而燃燒突見旺盛。在液態空氣之溫度時，水銀已凝為固體，且可受錘擊；橡皮將變為堅脆；鉛絲有高度之彈性。關於利用液態空氣以產生高度真空之情形，可參閱 § 191。

第十八章 二元系

二元系者，係指一系中有二種不同之物質者而言。

186. 溶液。凡由二種或二種以上不同之成份合成之液體或混合晶體，其成份之比可連續變更者，統稱曰溶液。某種之溶液，如酒精之溶於水中，其二成份多寡之比不受任何限制。其他之溶液，如鹽之溶於水中，其溶解度有一極限，此極限之值隨溫度而遞增。溶液之已達此極限者，稱為飽和。在此類之溶液中，其一成份可不拘多寡者稱為溶劑，另一成份，其可溶之量有一極限者，稱為溶質。通常溶質之量較小於溶劑，即在飽和狀態時亦然，但此僅就大多數之情形而言，非可包括一切者。溶質在溶劑中裂成分子而分佈，有時且更分裂為更小之成份 (§ 267)。

黃銅(銅與鋅之溶液)即為固態溶液之一例。液態溶液中，以固體、液體及氣體之溶於水中者(水溶液)最為重要；下述者僅以此類為限。大多數之物質均能溶於水中，惟一部份之物質溶解度極小。化學上純粹之水頗難提煉，即以此故。

自許多方面觀之，溶質在溶劑中之情形頗似氣體 (§ 189)。固體溶於液體中，或甲液體溶於乙液體中時，其經過情形可以昇華及蒸發之作用比擬之。故物質溶解時亦需熱量；倘無熱量輸入，則自行冷卻。但此並非常例，有時因有他種原

因之加入——如同時有化學作用發生——而溶解時自行發熱者。故所謂溶解熱者有正負之分。例如食鹽在水中之溶解熱爲負值，一方溶解，一方冷卻。

187. 膠體溶液。 溶質非裂爲分子或原子而分佈，但成較大之微粒，然其大小尙遠在吾人尋常之可見限度以下者，其溶液稱爲膠體溶液。通常以此種微粒之直徑在 10^{-6} 至 10^{-7} [厘米] 之間者爲膠體溶液，大於此者，其溶液稱爲懸膠。膠體溶液亦清晰透明，與上節所述之溶液無異，例如金之膠體溶液是。但其微粒每可用超度顯微鏡 (§ 449) 以窺見之。膠體溶液經過濾紙或其他更精細之濾器後，膠體微粒不致自溶劑中析出，此爲其與懸膠區別之一。和以金粉而成之有色玻璃(紅寶玉色)中，金之分佈亦作膠體微粒狀。膠體物質在生理學中極佔重要。

膠體溶液又有水乳膠體(hydrophile)及水懸膠體(hydrophobe)之分。前者之溶質微粒係由比較的少數之大形分子(例如膠體蛋白質溶液及其他許多有機物質之膠體溶液)團聚而成，而後者則係溶質極微細之晶體。此二類在物理化學上有許多不同之性質。

188. Raoult 氏定律。 溶液之沸點與凍點。液體中每有物質溶入後，其汽壓即行下降。溶液表面上之汽壓恆較純粹溶劑表面上之汽壓爲小。命 p 爲純粹溶劑之汽壓， p' 爲溶液面上之汽壓。溶液中設共有 n 個 [克分子] 之溶劑

與 n' 個 [克分子] 之溶質。 $n'/n = \mu$ 之比率稱爲溶液之克分子比。於是 Raoult 氏之定律謂

$$\frac{p-p'}{p} = \frac{n'}{n} = \mu, \dots\dots\dots (1)$$

即汽壓下降之多寡正比於溶質之 [克分子] 數。溶液面上之汽壓既較純粹溶劑上者爲低，則前者之沸點應較後者爲高 (§ 181)。故物質溶入溶液後，其沸點輒因之上昇，此上昇值 Δt_s 正比於汽壓之下降值，

$$\Delta t_s = (\text{常數}) \cdot \frac{n'}{n} = (\text{常數}) \cdot \mu, \dots\dots\dots (2)$$

命溶劑與溶質之質量各爲 m 與 m' ，其分子量各爲 M 與 M' ，則 $n = m/M$ ， $n' = m'/M$ ，而克分子比爲 $\mu = m'M/mM'$ 。於是(2)式可書成

$$\Delta t_s = A_s \frac{m'}{m} \cdot \frac{1}{M'} \dots\dots\dots (3)$$

此式中已將溶劑之分子量 M 及上式中之常數併入 A_s 一因數以內。此值僅視溶劑之種類而異，與溶質無關。1 [克分子] 之溶質溶於 100 [克] 之溶劑中時，其沸點之上昇值稱爲克分子沸點上昇值。按(3)式，其值應等於 $A_s/100$ 。

基於同理，吾人可以稍較繁複之理論——液態溶液表面之汽壓與其固態之汽壓同樣有關——推知溶液之凍點應較純粹溶劑之凍點爲低。關於凍點下降值 Δt_f 者亦有一定律與(3)式完全相似，惟須改用負號，

$$\Delta t_g = -A_g \frac{m'}{m} \cdot \frac{1}{M'} \dots \dots \dots (4)$$

式中之常數 A_g 亦僅視溶劑之種類而異，與溶質無關。 $A_g/100$ 一值亦稱為克分子凍點下降值。

利用沸點之上昇或凍點之下降，可得一極簡捷之法，以測定溶質之分子量。若某溶劑之克分子沸點上昇值或其克分子凍點下降值為已知，則祇須將 m' [克] 之溶質溶入 m [克] 之溶劑中，而觀察其沸點或凍點變遷之多寡，按(3)式或(4)式，即可計算此溶質之分子量。

有時遇有不合(3)式及(4)式之情形，則因許多物質之分子在溶液中自行分離 (§ 267) 所致。分離後之小成份亦知一分子然，其數 n' (1式) 既增，汽壓自必更行下降。

189. 滲透。有數種之物質可為溶劑(例如水)所穿過，溶劑因得脫離溶液，但不能為溶質所通過。命 H (第169圖) 為



第 169 圖
透滲略圖

此類物質所成之半透膜。右管中注硫酸銅之溶液 L ，左管中注純粹之水 R ，初時二臂中之液面高度相等。稍久，純水下降，溶液上昇；溶液愈濃，則高度之相差 h 愈大。該管中若為百分之六濃度之糖溶液，則壓力之差約可達 4 [大氣壓]。是項現象之發生一似由半透膜中產生一壓力，將純粹之溶劑壓入溶液

者然。此種之作用稱為滲透，而其兩方相差之壓力稱為滲

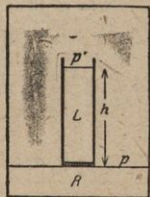
透壓. Van't Hoff 氏嘗示明若設想有理想氣體充滿於溶質在溶液中所佔之容積中,則滲透壓之值應與理想氣體之壓力相等.

若有一分隔壁同時可爲其兩邊之物質所通過,但一物質之通過量較他物質爲多,則其現象亦與此相似;例如以豕之膀胱分隔水與酒精是.

實驗時,可用多孔性之陶器,其面上塗以亞鐵氰化銅之沉澱物或其他適宜之物質. 欲以簡單裝置示明滲透之作用,可取一器,器中儲水,稍加以酸,另取一器,以豕之膀胱緊封其下口,插一上昇管於其上口,而於其中儲以硫酸銅之濃溶液,將其置於加酸之水中. 於是溶液逐漸上昇至管中,蓋僅有豕能通過膀胱,硫酸銅則不能也.

組成各器官膜壁之細胞莫不有滲透之作用,其於生理上甚重要可知矣.

按 Van't Hoff 及 Arrhenius 二氏之推論,由(1)式 (§ 188) 可得滲透壓數量的解釋. 在一密閉容器(第170圖)之底部儲有純粹之溶劑(R),其上爲一筒,中有一物質溶於同溶劑內之溶液(L),以半透膜隔離之;溶劑與溶液適成平衡. 液體面上之空間悉爲溶劑之飽和汽所滿佈. 命其密度爲 ρ_1 . 溶液之密度與純粹溶劑之密度幾爲相等,的命之爲 ρ_2 .



第170圖

滲透壓之計算

命純粹溶劑表面上之汽壓爲 p , 溶液表面上者爲 p' , 溶液中
之滲透壓爲 P . 此滲透壓可視爲由半透膜所產生之力, 向
溶液內部作用. 關於半透膜平面上靜力平衡之情形, 吾人
可得二條件, 其一對於氣體, 其二對於液體, 惟此時須顧及滲
透壓. 第一條件爲 $p = p' + \rho_1 gh$ (§ 104). 第二條件爲 $p + P$
 $= p' + \rho_2 gh$ (§ 87). 從此二式可得 $P = (p - p') (\rho_2 - \rho_1) / \rho_1$, 或
因 $\rho_1 \ll \rho_2$, 故

$$P = \frac{p - p'}{p} \cdot \frac{p}{p'} \cdot \rho_2 = \frac{n'}{n} \cdot \frac{p}{\rho_1} \rho_2$$

(參閱 1 式). 按 § 162, $p / \rho_1 = p V_m = p V_m / M$, 其 V_m 爲溶劑在氣
態時 1 [克分子] 所佔之容積, M 爲其分子量. 故上式可寫
成

$$P = \frac{n'}{n} \cdot \frac{p V_m}{M} \rho_2.$$

nM 爲溶劑質量之 [克] 數, 故 nM / ρ_2 爲其體積 V , 此幾等於溶
液之體積. 於是 $nM / \rho_2 n' = V / n' = V_m$, 爲 1 [克分子] 之溶質分
佈於溶液中之容積. 因之

$$P V_m = p V_m = RT \dots \dots \dots (5)$$

故滲透壓可由理想氣體之定律 (§ 162) 而得.

190. 凝滯體. 冷劑. 若將溶液冷卻至其凝固點以下,
則初時僅溶劑凝成固體; 例如水溶液中, 純粹之冰, 恆首先凝
凍而出. 溫度愈降, 純粹溶劑凝出愈多, 終將達一某溫度, 溶
液成爲飽和. 此時若更自其中提取熱能, 則溫度不再下降

而溶質與溶劑同時按一定之比凝成固體，稱爲混凝體。其時混凝體放出之熱能即來自溶劑之融解熱及溶質之溶解熱——溶解熱須爲負 (§ 186)——，亦即來自『潛』熱。溶液之成份不再變更；其後熱能雖繼續提出，其溫度可維持常定。

試將 0° 之冰和以食鹽，則溶解作用即行發生，而成液狀之食鹽濃溶液。此時一方面冰之融解須賴溶解熱，他方面食鹽之溶解熱既爲負，則溶解時亦須吸收熱量。此等熱量咸須取諸冰鹽之混合物，其溫度自必因之下降，直至混凝體開始出現之溫度而止。冰與鹽最適宜之混合比爲 3:1。若此，則溫度可達 -22° 。此類之混合物稱爲冷劑。

191. 吸收。固體或液體均能吸收氣體，謂之吸收。氣體爲固體吸收時，又別名之曰吸留 (Okklusion)。

固體之中當推炭之吸收本領爲最大。試置木炭於空氣中，數月後，移置於一儲水之器內，使木炭盡沒水中，而以此器閉於抽氣機之鐘罩下。當鐘罩內之空氣壓力逐漸下降時，炭內所吸收大量之空氣逐漸放出，吾人可見無數小氣泡上昇水面。欲儘量抽盡一器中之空氣，可於器旁裝一伸長之管，納熾透而已冷之椰子炭於管中，管外以液態空氣冷卻之，或用液態氫更佳。液態空氣之溫度約爲 -200° ；在若此之低溫度時，一切氣體均可爲炭所吸收(若先以抽氣機儘量抽去器內之氣體，則更佳)，惟稀有氣體須除外，一部份之稀有氣體僅有絕微之量可被吸收(第 17 表)。

第17表 氣體之吸收

760 [毫米] 壓力下 1000 [厘米] ³ 之水所吸收之量		黃楊木炭在 -183° 時所 吸收其本身體積之倍數	
溫度 0°		20°	
H ₂	21,1 [厘米] ³	18,1 [厘米] ³	135
O ₂	48,9 ,,	31,0 ,,	230
N ₂	23,5 ,,	15,4 ,,	155
He	9,7 ,,	10,0 ,,	15
CO ₂	1800 ,,	900 ,,	190
NH ₃	1,2 × 10 ⁶ ,,	0,7 × 10 ⁶ ,,	

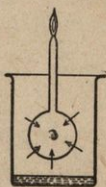
液體亦能吸收氣體。在原理上此與氣體之溶於液體而成溶液，初無二致。水能吸收大量之氮及二氧化碳，其他之氣體如空氣之成份氧與氮等則吸收較少。水、麥酒、香檳酒以及礦水等液體中皆吸有二氧化碳。氧之溶於水中，較氮為多。水中生物之得以維持呼吸，端賴溶解之氧。

關於氣體被吸收量之多寡者有 Henry 氏之定律(1803)；律謂氣體被吸收之量(重量)正比於該氣體在液面上所施之壓力。故增加氣體之壓力，可使其被吸收之量增加。麥酒之瓶蓋一開，酒面所受之壓力突減，其所吸收之二氧化碳大部份均自酒中逸出(所謂麥酒之起泡)；若任其久置空氣中，則因空氣中二氧化碳之壓力恆為極小，故逐漸完全逃出，而酒味漸失。若液面之上有多種氣體存在，則 Henry 氏定律仍屬合理，惟此時之壓力，為各氣體之分壓力而非總壓力。

上表僅示水及炭所能吸收數種氣體之量。

第 171 圖之實驗示醚汽經過肥皂泡之吸收作用。在

一蓋蔽之玻杯中,置有少許之醚,其蒸汽充滿杯中。將一管之端吹有肥皂泡者納入杯中,移時,管之他端可燃一醚汽之燄。此時醚汽自泡之外面溶於泡中,而於泡內放出其一部份(泡內泡外醚之氣壓相等時,方為平衡)此項現象似與擴散 (§ 158) 相同,然其實則異。



第 171 圖 醚汽經過肥皂泡之類似擴散

吸附作用 (Adsorption) 與吸收作用之區別,在前者僅發生於物體之表面,而後者則被吸收之物質充滿於吸收體之全部。吸附之原因乃由於吸附體之分子有頗強之引力作用於被吸附之物質。故物體之表面為一厚層之分子所蔽。

嚴格言之,上節所述炭對於氣體之吸收,亦可視為吸附。蓋吾人所用之炭,其內部恆有無數之細孔,氣體咸密集於此諸細孔之表面也(黃楊炭,椰子炭等)。

第十九章

熱學主要三定理。熱與工。

192. 熱學第一主要定理。熱之本性原即為分子能量，故對於任何熱量，能量原理 (§ 42) 恆為合理。此即謂存於熱量中之能量永不消失，至多僅變為他種形式（機械能量，電能量等等）而已。基於熱之動力論，此項事實早已為吾人所採用。能量原理應用於熱量時，即稱之為熱學第一主要定理。此定理首由德醫師 Julius Robert Mayer 氏 (1840) 所創立，其後更由 H. Helmholtz 氏及其他學者推廣之，及於全部之物理現象。此為物理學史上最重要事件之一，其後物理學與化學之得以突飛猛進，此定理與有功焉。

命 U 為一物體之內能，即其分子能量。物體因冷熱不同而變更其狀態時，通常不僅分子能量有變，且因同時其體積隨之增減而物體須對外作工，膨脹時工作為正，縮小時為負。按第一主要定理，輸入於物體中之能量 Q 必等於物體所作之外工 A 及其內能變遷值 ΔU 二者之和，

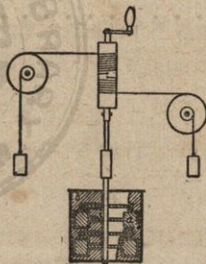
$$Q = \Delta U + A. \dots\dots\dots(1)$$

此事前已於 § 171 中應用之， C_v 為一氣體比熱中關於內能變遷之部份，而 $C_p - C_v$ 則為其作外工 $A = p\Delta V$ 之部份（參閱 172）。

ΔU 爲物體內能各種之變遷,不僅指其分子動能之變遷,且包括相當於潛熱(融解熱,汽化熱等等)之能量。

193. 熱之工當量. 熱量者,按其本性,實爲分子之動能,故若不用[卡]而用力學中能量單位[爾格](§ 40)量之,亦無不可. 1[卡]等於若干[爾格]之值稱爲熱之工當量,其倒數稱爲工之熱當量. 此值首由 Joule 氏以實驗測定之. 其後首以理論計算之者爲 Julius Robert Mayer 氏.

Joule 所用之儀器如第 172 圖所示. 器中儲水,中置可以轉動之翼瓣 a 及固定之隔瓣 b ,前者轉動時水亦隨之流動,但爲後者所阻,而不能暢流. 翼瓣之轉動係由於二重物之下落. 因水中之內摩擦阻力爲值不小,且翼瓣轉動時水恆被迫流經翼隔二瓣間之狹隘,故下落運動頗緩,而重物不致有顯著之動能,僅其位能逐漸消失,可云其全部悉由摩擦阻力 (§ 194) 而



第 172 圖 Joule 氏之測定熱之工當量法

化成水及容器之熱能. 命二重物之質量爲 m , 其下落之路程爲 h , 則此項能量之值爲 mgh [爾格]. 又命水及容器之溫度升高 t , 其熱容量爲 K . 以 [卡]/[度] 表之, 則其熱能之增加值當爲 Kt [卡]. 按能量原理, 應得

$$mgh \text{ [爾格]} = Kt \text{ [卡]}, \text{ 或 } 1 \text{ [卡]} = \frac{mgh}{Kt} \text{ [爾格]}.$$

Mayer 氏嘗以下述之法計算熱之工當量。設有一容器，備有一可以移動之活塞，外受定壓力之作用，內儲 $1[\text{厘米}]^3$ 之理想氣體。今在定壓 p 下加熱使其溫度升高 1° 。則其體積必因之膨脹 $\Delta V = 1/273 [\text{厘米}]^3$ (§ 163)。此時反抗活塞外力所作之工為 $p \cdot \Delta V = p \cdot 1/273$ [爾格]。此項工作即取價於使氣體溫度上昇所輸入之熱能。按 § 171, $1[\text{克}]$ 理想氣體在定壓 p 下溫度上昇 1° 時輸入之熱量中，其 $C_p - C_v = R/M$ 一部份為純粹之膨脹工作 (R 為氣體常數， M 為分子量)。但此處所設者非為 $1[\text{克}]$ 而為 $1[\text{厘米}]^3$ 之氣體，若其密度為 ρ ，即此處之氣體為 $\rho \cdot [\text{克}]$ ，則工作應為 ρ 倍，於是 $p \Delta V = \rho \cdot R/M$ 。按能量原理，

$$p/273 [\text{爾格}] = \rho \frac{R}{M} [\text{卡}].$$

試以 $760[\text{毫米}]$ 之壓力為例。按 § 103, $p = 1,0133 \cdot 10^6 [\text{達因}]/[\text{厘米}]^2$ 。在等壓力下一切氣體 ρ/M 之比皆為相等，即等於 $1/V_m$ (V_m 為克分子容積，§ 96)。若氣體為氫，則 $\rho = 0,00008985$, $M = 2$ ，而 $\rho/M = 0,4493 \cdot 10^{-4}$ 。又因 $R = 1,98 [\text{卡}]/[\text{度}] \cdot [\text{克分子}]$,

$$1,0133 \cdot 10^6 / 273 [\text{爾格}] = 1,98 \cdot 0,4493 \cdot 10^{-4} [\text{卡}],$$

即 $1[\text{卡}] = 4,17 \cdot 10^7 [\text{爾格}]$ 。據最可靠之測量

$$1[\text{卡}] = 4,186 \cdot 10^7 [\text{爾格}] = 4,186 [\text{焦耳}] = 0,427 [\text{米}] \cdot [\text{仟克}^*]$$

(§ 40)。故欲將 $1[\text{克}]$ 之水加熱 1° 所需之能量等於 $1[\text{仟克}]$ 之物體自由下落 $0,427[\text{米}]$ 路程後之動能。

194. 機械工作之化為熱能。摩擦。上古之時，人類已

知工作生熱之可能性(摩擦冷手以取暖,鑽木擊石以取火,以及輪軸間之生熱等)。運動物體之動能所以因摩擦阻力而損失者,其最大原因係由於動能之化爲熱能,即全體分子同一方向之運動變成凌亂無序之分子運動。他種之能量亦可化爲熱能。例如電能(§ 260)及化學能(§ 203)等。

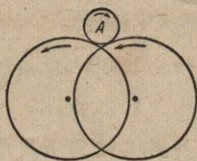
在吾人日常生活中最佔重要者當推固體面間之摩擦。在許多情形中,機械工作常因之消損,最爲吾人所嫌惡而亦最爲不經濟。除直接之擾亂作用如摩擦面之消耗不計外,二物體相對運動時,其整個物體之動能恆因二者表面間之摩擦而化爲其分子漫無秩序之動能,即化爲熱能。

由摩擦所引起之阻力恆隨接觸面間之壓力而增加。欲使一物體反抗摩擦而開始運動恆需一有限值之力;此可視爲二固體面間摩擦現象之特徵。試置一物體於斜面上,若傾斜角未超過某定值(所謂摩擦角),則雖有重力之作用,物體不能運動(否則吾人將不能行於斜坡之上矣);此某定值者又當視環境而定。傾斜角較小於此時,物體靜止不動,迨超過此值,即開始運動。堆積顆粒狀之物質(如砂,泥土,石子等)時,不能超過某一特別之傾斜度,其值與所堆之物質有關,其一部份之原因,亦即以此。二平面間作用力相同時,其間之摩擦阻力與接觸面積之大小無關,即或有關,亦爲值極微。此蓋由於平面上纖小之不平,到處皆是,不能避免,故二平面幾恆僅以數點相觸,此數點即爲阻力作用之主要點。

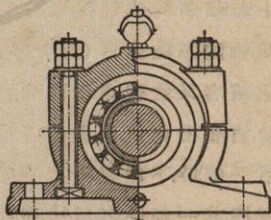
摩擦阻力與摩擦面間之壓力大概成正比。

滑動之摩擦可利用油劑以減殺之，其效頗著，其作用乃在藉此免去固體面間之直接摩擦，而大部份代以液態油劑內之摩擦，後者固遠小於前者也（內摩擦）。

一物體在他物體上滾動時，其摩擦阻力遠較滑動時為小。輪之效用，一部份即在乎此。但輪與軸之接觸面間固仍為滑動摩擦。若構造得宜，或加以油劑，此阻力可大見減小。若將輪軸 A 置於他輪之輪緣上，則因此時僅有滑動摩擦，而其摩擦阻力可益行減小（即所謂摩擦輪，第 173 圖）。其滑動之摩擦已移至摩擦輪之軸。此處之阻力較直接承 A 軸時易於克制。蓋此時有一較大之力矩以反抗軸摩擦之力矩也。鋼珠承軸（第 174 圖）之理亦與此同，納鋼珠於滿敷油劑之槽中，軸即由此等小鋼珠以承之。



第 173 圖 摩擦輪略圖



第 174 圖 鋼珠承軸

任何可能的偶然事件俱足以劇烈影響二固體面間之摩擦，故無法探求其普遍之規律。

195. 熱學第二主要定理. 熵. 吾人決不能製造一種機械,可使之繼續自無中產生工作,此爲熱學第一主要定理之內容,即所謂能量原理是也. 此種妄想的機械稱爲第一種永久運動(§ 42)之機械. 然則吾人可製造另一種週期作用之機械,使一溫池繼續冷卻,而自其中提取熱能,以化成機械工作乎?第一定理對此初未加以否認. 吾人誠能製造此種機械,則不難利用海水中無盡藏之熱能以產生巨量之工作,而同時使海水逐漸冷卻. 此種妄想的機械稱爲第二種永久運動之機械. 熱學第二主要定理者,即斷言此第二種永久運動亦爲不可能者也. 按 Planck 氏簡單之說法可述之如下:吾人決不能製造一種週期作用之機械使一溫池繼續冷卻而同時將重物提起. 誠有此種機械,則非特可用以產生工作,且可用以產生低溫度矣.

欲透澈說明此項理想, Clausius 氏(1865)嘗引用一新量,稱之爲熵 (Entropie). 一物體或一組物體之熵 S 可以下列之微分方程式爲其定義.

$$dS = \frac{dU + pdV}{T}, \dots\dots\dots (2)$$

式中 dS 爲當物體組狀態變遷頗小時熵之變遷值, dU 爲此時物體內能之變遷值,而 pdV 爲其外工作, T 爲絕對溫度. 於是第二主要定理又可述之如下:在各種物理現象中,其相關各物體之熵之變遷值 dS 之和恆等於零或大於零.

$$dS \geq 0. \dots\dots\dots (3)$$

換言之：物體組之與外界隔絕者，其熵之值祇有增加而決無減少 (Clausius 氏 1850, Kelvin 氏 1851)。

已知一物體組之初態，未變遷時究將按何方面以進行，且終將達於一若何之末態，均可由此第二主要定理計算之。試聚初態不同之物體於一處，若其熱能得任意交換，則其最後之末態恆取決於二條件：其一，參與此變化之一切物體總能不變(第一主要定理)。其二，熵將取一最大之可能值(第二主要定理)。

(2)式與(3)式僅為完備起見，故列述於此，但其應用此處不能詳述之。

熵之本性首由 Boltzmann 氏闡明之。今姑以理想氣體為一簡單值之特例。設其全體分子所具之總能為一定值 U ，但此總能量之分配於各分子間之情形，例如各分子速度之方向以及其在空間之分佈等等則初無規定。此總能 U 或可為極少數之幾個分子所獨佔，或可為全體分子所均分，全體分子或均以同一之方向而運動，或悉數擁擠於其容器之一角。總能 U ，容積 V ，以及分子之個數均為定值時，各分子能量之分配，速度之方向，以及分子本身在 V 容積中之分佈等，凡意想所及者，莫不可能，其種種不同之情形，實屬無盡數而不可勝計。此種紛亂之情形差可以一國之人民比擬之，蓋全國財產總額在人民間之分配，以及居民之散處於各省區，其種種可能之情形，實不可勝數也。

試記出某瞬時一氣體中第一分子之能量 E_1 , 第二分子之能量 E_2 , 以此類推, 則此種能量之和, 必等於上述之總能 U ; 設同時又記出各分子速度之方向, 以及各分子在 V 容積中所據之位置; 則此瞬間氣體之狀態已完全標出. 若此以一定之能量, 方向, 及空中之位置為各分子一一識別之, 如掛號然, 稱為一種格局 (Komplexion). 苟二分子或多分子在其能量與動向以及位置三方面, 互相交換, 吾人輒亦可得一完全相同之狀態. 故一定之狀態通常可由互相交換之多種格局而成.

吾人若就氣體分子個別觀察之, 則因分子之交互作用, 尤因其相互之撞撞, 而狀態時時更易; 舉凡各分子能量之分配, 運動之方向, 以及其所據之位置, 無不與時俱變. 故各瞬間恆有不同之格局陳於目前. 吾人姑假定此種之格局, 凡合於指定條件者, 其或然率皆完全相同; 換言之, 在一長時間內其出現之平均次數皆相等. 但吾人前已述及相同之狀態可由多種之格局呈顯之. 各種之狀態合於指定條件(常定之總能及體積)者, 或然率不必相等. 在一較長之時間內, 一特種之狀態為最多數之格局所表顯者, 其出現之次數必最多. 試仍以上述之例比擬之, 命全國之人口為七千萬, 若全國之財產總額悉為一人所獨有, 其餘之人民均赤貧如洗, 則可得七千萬種不同之格局; 若僅二人各佔其半, 則可得 $\frac{1}{2} \cdot (70 \times 10^6)^2 = 2450 \times 10^{12}$ 種; 對於其他之分配, 種數自必益多.

若財產之分配完全聽其自然繼續變更，則在一切可能之狀態中，格局最多者出現最多。按或然率計算之結果，知個體若為極多，例如氣體之分子，則格局出現之次數祇有在諸狀態中範圍絕狹之一小段內者，較此範圍以外其他任何狀態為特多，而此所謂絕狹範圍以內之諸狀態者，實即僅為一種之狀態。實際上唯有此一種特殊狀態方能出現。與此稍有不同者，出現已非常稀鮮，即或偶然出現，亦不過瞬息間一種無足輕重之起落現象而已。無論初時之狀態若何，恆因分子之交互作用而於最短時間後終必達此狀態。Maxwell 氏之分子速度定律 (§ 157) 亦可基於此項思索而導出之。

某一定狀態賴以出現之格局之總數稱為此狀態之熱力或然率 W 。單體頗多時，此為一頗大之數。Boltzmann 氏 (§ 1866) 曾示明一物體組之熵與熱力或然率二者之關係可以下式表出之，

$$S = k \log W \dots\dots\dots (4)$$

此處 $k = 1,372 \cdot 10^{-16}$ ，而據 Planck 氏所示，此值與前在 § 156 提及之 Boltzmann 氏常數相同 (log 為自然對數。) 物體組狀態之熱力或然率為值愈大者，其熵亦愈大；第二主要定律謂自然界一切之變化中，其參加之各物體之熵，亦即其狀態之熱力或然率，或因之增加，充其極亦當維持常定。故在任何變化之進程中，或然率較小之狀態恆自行變成或然率較

大之狀態，決無反其道而逆行者。此爲第二主要定理之主旨。

按此義言之，凡狀態之有一定秩序者，或然率必不甚大。例如氣體之一切分子悉數擁擠於容器之一角，或多數分子咸以同一方向而運動，皆爲有秩序者；自然之變化恆欲將此等固有之秩序毀滅之，而重建一理想的無秩序之狀態。自然界中從未有一處之無秩序狀態變爲此等較有秩序之狀態，而同時他處並無相反之步驟以抵消之者。摩擦作用與擴散作用以及冷熱不同之物體溫度之調勻，皆爲第二主要定理重要之例。凡在此種情形中，其末態恆以熱力或然率較大於初態之條件決定之。由 Maxwell 氏定律 (§ 157) 所得速度之分佈亦爲熱力或然率最大之情形。

今再舉一簡單之例以說明之。容器爲一隔壁分爲二室，壁上有一活瓣以溝通之。初時密閉活瓣，使二室隔絕。命一室中抽成完全真空，而他室中存有 1000 個分子。活瓣一啓，分子遂因其熱運動而分佈於二室。嗣後各分子咸或偶然通過壁孔，忽入此室，忽入彼室。因各分子之運動完全不相牽涉，故或有一時全體分子咸又偶然羣集一室，此亦非屬不可能者。但此種情形究爲或然率非常微小之僥倖事件。蓋兩室中分子之分佈偶或稍有不勻，已屬或然率頗小之狀態矣。然此僅對於 1000 個分子而言，苟遇無萬數之分子，如實際情形中者，則其合理性當更大。兩室中分子密度

平均相等者爲或然率最大之分佈，若分子之個數愈多，則兩室中之分佈與此稍有不同者，其狀態之或然率必愈小。故或然率較小之狀態，恆自行變化而趨向或然率較大之狀態，此處所述者僅爲其簡單之一例而已。（此項事實在吾人日常生活中亦有其粗略之對象。周圍於吾人之物件，每因吾人無心之處置而有自有秩序狀態變爲無秩序狀態之趨勢。例如置於書桌上之物件，經吾人長久之使用後，其留於桌上之狀態無不如此；如與上述分子之情形相較，非特外觀可以比擬，且此等物件，亦同受或然率定律之支配，尤屬相似也）。

196. 可逆及不可逆過程。 可逆過程者，謂一種物理變化中一切過程均可迴溯而逆行，同時自然界中任何他處決不因之遺留變化者。不如此者皆稱曰不可逆過程。

在可逆變化中，參加之物體組之熵恆爲常定，此爲其一種特徵。但此爲理想的極限情形，自然界中任何過程無有能完全合乎此者。事實上一切自然之變化皆屬不可逆性，蓋一切真正之自然變化恆由或然率較小即有某種定序之狀態，變爲或然率較大即較無定序之狀態，從無反其道而行者。從此可知宇宙之進化——按諸吾人今日知識之程度——亦有一定之方向，決不能完全回復往日之狀態。全宇宙之熵恆繼長增高。按此理想可得一結論，即宇宙恆向一末態前進，此時之熵將達其最大值，而宇宙之進化至此即臻於止境。過此以往，將見宇宙間任何現象不能發生，而宇宙

老死 (Wärmetod) 矣。

197. 溫度之調勻。溫度不同之二物體彼此可將熱能交換，即熱能自較溫之物體移至較冷之物體時，終必至溫度調勻而後止，此事亦合於第二基本定律，已見前述。此種溫度之調勻可有三種不同之法。

1. 輻射。吾人所見規模最大之熱能輻射當推太陽，蓋太陽之熱得以直達吾人者，端賴此也。地面上物體之溫度不為太低者（熾熱之火爐），吾人亦輒覺其輻射。熱之輻射與光之輻射本性完全相同，當於後章述之（§ 480 以下）。

2. 對流。對流僅能在液體及氣體內發生，其中團結較大之部份由一處移至他處，而該部份中所含之熱能即隨之移動。熾熱物體上輒有熱空氣上騰，即屬此現象。大氣中空氣運動而成風，乃為其大規模之一例。太陽及其他恆星之表面層所生之對流現象範圍尤大。由於對流而起之運動，其原因大多數皆由於液體或氣體中各部份間溫度之不同，於是密度隨之而異，溫度高則密度小，低則大，密度不同，浮力生而運動起矣。

熱之對流在工業上有一種重要之應用，即為熱氣禦寒之裝置。鍋中煮水，由一組導管引入寒冷之室以取暖。此組之管係由二部份合成，一部份對於熱能之損失保護極周，尚有一部份則與此相反，為散熱極易之材料所製。管水漸冷仍回鍋中重沸之。

室內溫度之調勻幾全賴對流之作用。房屋之通風亦由於屋內與屋外空氣溫度不同而生之對流。

人類之衣服，禽獸之羽毛，皆所以保持體溫者，考其所以能禦寒之故，皆因此等物質足以阻止身體周圍空氣之對流。至於衣服羽毛對於熱之不良導性，尚為其次要之原因耳。

3. 傳導。即將於下節述之。

193. 熱之傳導。熱之傳導，純為一種分子之作用。若物體中某處之溫度較其鄰接之他處為高，則高溫處之分子頻與其周圍之分子碰撞而授其一部份之動能予此種之分子。於是高溫者漸冷，低溫者漸熱；若此繼續不已，直待各處之溫度，亦即各處分子之動能平均值，調勻而止。

此項情形實為第二主要定理 (§ 195) 之一種結論。蓋一物體或一組相關之物體中，其分子能量均勻分配於其各部份時所呈之狀態，自必較其他任何狀態之或然率為大，而此狀態者即各部份均為同溫時也。

試於一物體之內以人工維持一溫度差，例如命其一部份與火燄等高溫之物體相觸，使熱能由此繼續輸入，而令其他部份與空氣或儲有冷水或冰等低溫之器相接，使熱能經由此器而繼續流出。熱流之生係由於溫度差之作用，形式上與液體或氣體受壓力差之作用而流動者頗相類似。其實熱流乃為物體中溫度不同之相鄰部份分子互相碰撞而將其能量互相交換所致。熱量傳導時，『流動』者非為物質

而為能量。凡遇類此之情形，吾人咸可稱之曰能量流，其強度可以每秒鐘內流過導熱體截面之[卡]數計之。

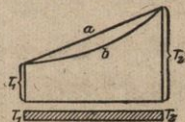
每秒鐘內流過一垂直於溫度最大遞降度方向 x 之截面 q 之熱量為

$$Q = -\lambda q \frac{dT}{dx} \text{ [卡]/[秒]}. \dots\dots\dots (5)$$

其中 $-dT/dx$ 為溫度遞降度，即在 x 方向上每隔 1 [厘米] 溫度下降之值。 λ 為一物質常數，稱為各該物質之導熱係數。因在定態時物體內無論何處並無熱量繼續囤積——否則囤積處之溫度將見上昇——，故熱能若不自物體之側面流出，則經過各截面之熱流 Q [卡]/[秒] 皆必相等，而對於全部物體恆為常定(試比較不漏管及漏管中之水流)。

固體之導熱，可取一金屬棒為例以示明之：棒上鑽有多數小孔，孔內注以水銀，各插一溫度計於其中，將棒之一端浸入沸水內，而以冰包圍其他一端。苟此棒各處之截面 q 均為相等，則按(5)式 dT/dx 之值亦應到處相同，換言之，即棒上等距之溫度計所示之溫差應到處相等(第 175 圖直線 a)。

但事實上則不然，蓋熱量非特由冷端流出，即沿全棒之側面亦均在向空氣中逸散也。於是溫度變遷之經過，乃如第 175 圖曲線 b 所示。此項經過亦可由計算而得。



第 175 圖
金屬棒中熱之傳導

在同一溫度——例如室內溫度——中之物體，吾人輒

覺其冷熱不一，蓋導熱係數之不同以及比熱值之有大小皆爲其原因焉。物體之導熱性愈佳，且比熱之值愈大者，其每秒鐘內由吾人較暖之皮膚奪去之熱量愈多，而皮膚與其接觸之處冷却亦愈快。故同在室內溫度時，金屬似冷，棉絮似暖。若溫度較高於皮膚，則感覺適得其反。100°之棉絮尚能握於手中，而100°之鐵塊則炙手不堪須臾忍。欲賴人體之感覺以作數量的測定，其不可靠也明矣，此特其一例耳。

平均言之，液體之導熱係數，恆遠小於固體。

關於氣體之導熱別饒趣味。壓力不爲太低時，氣體之導熱係數與壓力無關。蓋壓力愈低，分子之自由路程愈增，此固有助於分子能量之搬運，但1[厘米]³內分子之個數則正比於壓力，而分子者，能量所藉以搬運者也。此二項效應對於調勻能量之作用，適彼此抵消。但若壓力過低，以致氣體分子之自由路程與容器之大小相埒，則導熱係數頓見銳減。熱能在氣體中之傳導係由於氣體內部溫度不同之二區域中分子間能量之交換，故須有賴於分子之運動。低溫區域中之分子深入高溫區域，反之亦然，於是分子能量藉以調勻。故氣體之導熱與擴散(§ 158)內摩擦(§ 113)二現象有最密切之關係。其實根本上一切皆爲擴散現象。

第18表中列有數種物質之導熱係數。

各向異性固體之導熱係數視其方向而異。此類物體各方向上之性質不同，大多數之晶體皆屬之。木材等物順

第18表 數種物質之導熱係數

	[卡]/[度]·[厘米]·[秒]
鉛.....	0,48
鉛.....	0,08
鐵.....	0,14—0,17
銅.....	0,90
銀.....	1,01
石板.....	0,00081
木材.....	0,0003—0,0009
玻璃.....	0,0014—0,0018
水.....	0,0014
空氣.....	0,000057
氮.....	0,00034
氫.....	0,00032

其纖維方向之導熱性恆較佳於其垂直之方向,且頗顯著。

固體物質之含有多量空氣者,如軟木,棉絮,布疋等,其導熱端賴空氣,實為最劣之導熱體。

有所謂 Leidenfrost 氏現象者,即因水蒸汽等氣體之不良導熱性而生。潑水一滴於高熱之金屬板 ($t > 100^\circ$) 上,水滴可歷許時浮游於其上。而不立即化汽,蓋水滴初與板面相觸,其上部化成之水汽層導熱不良,可隔絕板面上發出之熱使不再流入水滴中也。其後直待水滴之溫度逐漸因水蒸汽層之傳導而上升至 100° ,方突然化汽而炸裂。熾熱之鐵以舌舐之,若動作敏捷,據謂無甚危險,亦此理也。

熱之傳導須憑藉物質,故在真空中即不能發生。基於此理,保溫瓶(Weinhold 氏瓶,或稱 Dewar 氏瓶)之雙層圍壁間成抽成真空,故可保持熱能使不與外界交換(亦可保冷,與保

溫同)。

199. 熱學第三主要定理 (Nernst 氏熱學理論)。熵之定義方程式,即 § 195, (2) 式,爲一微分方程式,不能從此求得熵之絕對值。蓋若將此式積分之,其解式中必含一積分常數,其值初未確定。在 Nernst 氏之熱學理論又稱第三主要定理中,此值方得確定。此定理謂溫度爲絕對零度時,一切物體之熵皆等於零。按 § 195, (4) 式,可知在絕對零度時,一切物體狀態之熱力或然率皆爲 $W=1$ 。其意義蓋謂此時之狀態僅能由單一之格局表顯之。按 Nernst 氏理論,更知絕對零度時一切物體比熱之值皆漸近於零,故絕對零度者乃爲溫度之最低限度,物理學上僅可與之任意接近,而不能精密到達。

Nernst 氏之熱學理論,不僅在物理範圍中之效用頗大。即在化學平衡之計算時亦賴以得莫大之裨益。但此處不及一一詳論之。其理論與量子論 (§ 511) 有密切之關係。

200. Carnot 氏循環過程。今當轉而討論熱能化爲機械工作之問題。有所謂 Carnot 氏循環過程者,在此方面頗屬重要,此乃爲 Carnot 氏所設計 (1824) 之理想。設有 1 [克] 之理想氣體,密閉於一容積可變之容器中,初時氣體之溫度爲 T_1 , 容積爲 V_1 。於是將此氣體按下列之步驟處理之:

1. 將氣體絕熱 (§ 172) 壓縮之,使其溫度上昇至 T_2 。此時其容積爲 V_2 。

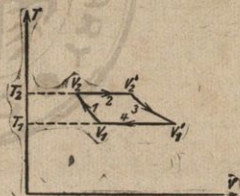
2. 令氣體與一頗大之溫池相接,其溫度亦為 T_2 者,而命其在此常定溫度(等溫)下膨脹至 V'_2 之容積. 但氣體膨脹時必自行冷卻,故欲其維持定溫,必有一熱量 Q_2 取自溫度為 T_2 之溫池中.

3. 令氣體復與溫池隔離,任其絕熱膨脹,自行冷卻而重返初溫 T_1 . 此時之容積為 V'_1 . (V'_1 大於 V_1).

4. 再令氣體與第二大溫池相接,其溫度 T_1 即為氣體之初溫,而定溫壓縮之,令其重回原來之容積 V_1 . 此時氣體放出 Q_1 之熱量於溫度為 T_1 之溫池中.

氣體經過此所謂循環過程一週後,仍完全回至其初態. 但此時一溫池放出 Q_2 之熱量,而他溫池吸取 Q_1 之熱量. 在每步過程中,皆涉及工作.

每步過程中氣體所作之工為 $\int pdV$, 其第二第三兩步之值為正,第一,第四為負. 循環過程中之各步驟以第176圖示之.



第 176 圖 Carnot 氏循環過程

命 A 為氣體所作全部之工,因每步均可以積分 $\int pdV$ (§100)表之,故

$$A = \int_{V_1 T_1}^{V_2 T_2} pdV + \int_{V_2 T_2}^{V'_1 T_1} pdV + \int_{V'_1 T_1}^{V'_2 T_2} pdV + \int_{V'_2 T_2}^{V_1 T_1} pdV, \dots \dots (6)$$

式中第一第三兩過程爲絕熱，第二第四爲等溫。由 § 127, (8) 式導出之關係式 $C_v dT = -pdV$ 對於前二者爲合理。其他二項可以 § 162 $p = \frac{RT}{MV}$ 之式代入之（氣體之質量爲 1 [克]，故 $V = V_s$ ），於是得

$$A = -C_v \int_{T_1}^{T_2} dT + \frac{R}{M} \int_{V_2}^{V_2'} T_2 \frac{dV}{V} - C_v \int_{T_2}^{T_1} dT + \frac{R}{M} \int_{V_1'}^{V_1} T \frac{dV}{V}.$$

式中第一第三兩項積分相異之處僅在積分界限之顛倒，故恆爲等值而反號，適互相消去。將其他之兩項計算之，得

$$A = \frac{R}{M} \left[T_2 \log \frac{V_2'}{V_2} + T_1 \log \frac{V_1}{V_1'} \right]. \dots\dots\dots (7)$$

由 (V_1, T_1) 之狀態化爲 (V_2, T_2) ，及由 (V_2', T_2) 化成 (V_1', T_1) ，均爲絕熱變遷，故按 § 172, (9) 式，應得

$$T_2 V_2^{\kappa-1} = T_1 V_1^{\kappa-1}, \text{ 及 } T_2 V_2'^{\kappa-1} = T_1 V_1'^{\kappa-1}.$$

$\left(\kappa = \frac{C_p}{C_v} \right)$ ，而從此可得 $V_2'/V_2 = V_1'/V_1$ ，故

$$A = \frac{R}{M} \log \frac{V_1'}{V_1} \cdot (T_2 - T_1). \dots\dots\dots (8)$$

因 $T_2 > T_1$ 及 $V_1' > V_1$ ，故上式之值恆爲正，即氣體恆向外作工，而此即取償於高溫池中放出之熱量 Q_2 。但此項熱量並非全部用以化成工作，實際上僅爲 $Q_2 - Q_1$ 之一部份，蓋在第四步過程中氣體已放出 Q_1 之熱量於低溫池中矣。

Q_1 及 Q_2 單獨之值亦不難計算。因在第二步中氣體

並未加熱，故輸入之熱量盡用以向外作 $\int_{V_2 T_2}^{V_2' T_2} p dV$ 之工，其值前

已算得為 $\frac{R}{M} T_2 \log \frac{V_2'}{V_2}$ ，於是 $Q_2 = \frac{R}{M} T_2 \log \frac{V_2'}{V_2} = \frac{R}{M} T_2 \log \frac{V_1'}{V_1}$ 。

同理氣體放於第二溫池中之熱量為 $Q_1 = \frac{R}{M} \cdot T_1 \log \frac{V_1'}{V_1}$ 。

從此等關係不難得 $A = Q_2 - Q_1$ 之式，此無他，能量原理而已。是則氣體所做之機械工作 A 必當以輸入及輸出熱能之盈餘值表之，蓋除此以外能量初無來往也。

由此可見欲利用若此之循環過程以產生一機械工作 A ，必賴有熱量 $Q_2 > A$ 之輸入，且此時必連帶有此項熱量之一部份 Q_1 從 T_2 之高溫池移至 T_1 之低溫池。故此種過程之機械效率 η 恆小於 1，即

$$\eta = \frac{A}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \dots\dots\dots (9)$$

若此，則機械效率 η 之值純視二溫池之溫度而定，與產生機械工作 A 時理想上所取各步過程之方法完全無關。對於一切理想氣體，此項結論普遍合理。吾人決不能更行設法以增進此項效率；若所用之器械不精——摩擦阻力，或防護不妥以致熱能散失於四周之他物體等——，效率且尚須因之減低。

以上之思索，除根據理想氣體之定理外，僅以第一主要定理為基礎。若吾人兼顧第二主要定理，則可證明(9)式表

出之規律不僅限於『工作』物質爲理想氣體時爲然，即任何真正之物體亦均屬合理。於是可得一重要之結論，即利用一循環過程以化熱爲工者，其效率恆有一限度。自一溫池中提取熱能以作機械工作時，必有一定值之熱量隨之自此溫池移至一較低溫池中。自(9)式可知二溫池之溫度差 $T_2 - T_1$ 愈大，且較冷之溫池溫度 T_1 愈低，則此種循環過程之效率爲值愈大。在事實上不能達到之極限情形 $T_1 = 0^\circ$ 絕對溫度之時，效率方等於 1，即 100%。

吾人可注意在上述之思索中，機械工作之產生係藉助於一循環過程，此即爲一種之動作，其所用之裝置——即容器及密閉於其中之氣體——在此種過程終了時，仍與初時之狀態相同，而在其各步之變化中，高溫池損失熱量 Q_2 ，低溫池增加熱量 Q_1 。由此計算之有限效率即可視爲此種循環過程之特徵。若取消所用物質組回復初態之限制，則利用理想氣體以化全部之熱量爲工，使其盡淨無餘，至少在理論上必屬可能。Carnot 氏循環過程中之第二步變化即爲其一例，蓋此時氣體之溫度維持常定，而輸入之熱量 Q_2 之全部悉用以作 $\int pdV$ 之工，即用以反抗外壓力而推動密閉氣體之活塞，此外壓力者，與氣體壓力維持平衡者也。若 p 爲氣體之壓力， q 爲活塞之截面，則此項工作可以提起一重物 $k = pq$ 時之工作視之。

201. 熱能之化爲機械工作。實用上欲化熱爲工，其有

討論之價值者，僅爲週期工作之機械，即能作循環過程者。機械之能隨時間以連續變化，而並不週期的回復其初位者，實際上固屬萬不可能，即理想上亦屬不可思議。故一切熱力機械均受轄於(9)式，且事實上其效率尙不能達到該式中所示之最高極限值。真正達到之效率，換言之，即真能得到吾人所希冀之某種工值，恆較此極限值爲小。蓋機械中必有摩擦阻力，一部份不可忽視之能量即因此而消失。不特此也，熱能除一部份流入低溫池外，尙有一部份即散佈於其周圍，而效率之值更因之下降。

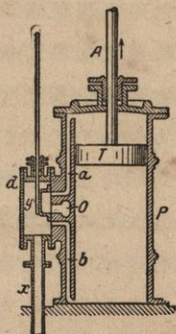
按(9)式所示之條件，吾人於選擇作工於 T_1 及 T_2 兩溫度間之機械時，在可能範圍內 T_2 須力求其高， T_1 須力求其低。基於實用上之理由， T_1 輒以吾人四周之常溫爲限，且須注意低溫池每因接受 Q_1 之熱量而多寡因之加熱。是則製造熱力機械之目標端在儘量提高 T_2 之溫度。

熱力機械中所用之氣體通常爲水蒸汽(蒸汽機)或爆裂性物質所發之可燃性氣體(內燃機)。

202. 熱力機械。蒸汽機之高溫 (T_2) 池爲汽鍋，鍋中煮水，汽由此出。若不加特種裝置，則其溫度爲 100° ，但通常因欲得較高之效率，故每設法(壓力)增高鍋水之沸點 (§ 181)。低溫池爲一冷凝器，乃爲一種水冷之裝置，蒸汽在機中工作完畢後，即放出其汽化潛熱而凝結於此器中。

James Watt 氏所發明 活塞蒸汽機 之主要部份爲一氣

筒 P (第 177 圖), 中有密不漏氣之活塞 T 及其連帶之活塞桿 A , 可在筒中進退運動。鍋中發出之蒸汽條壓於活塞之上方, 條壓於其下方, 活塞即因以進退運動。第 177 圖所示之活塞正在向上運動; 蒸汽自汽鍋中而出, 經 x 管入迴動箱 (Shieberkasten) d , 再由 b 管而入筒之下部。筒之上部斯時因活塞之向上運動而滿儲蒸汽, 由 a 管及圖中僅示其截面之 o 管而與冷凝器相通, 器由冷水繼續冷却,



第 177 圖
活塞蒸汽機之汽筒

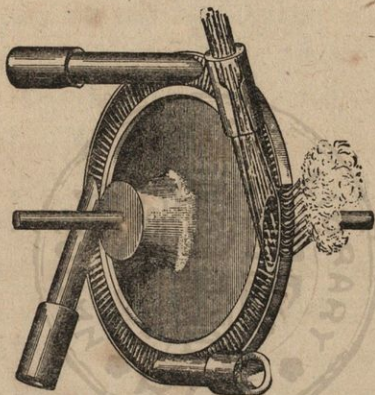
庶蒸汽一入其中可立凝為水。筒中原無空氣存在, 故筒之上部壓力頗小, 活塞即以其下方所受之壓力而向上推動。活塞之運動牽及一種所謂迴動裝置。當活塞到達汽筒上頂時, 迴動瓣 y 已因之移動, 適使筒之下部經由 b 管及 o 管而與冷凝器相連, 筒之上部則由 a 管及 x 管以通汽鍋。若此則活塞將反向而運動, 於是上下往復, 循環不已。

活塞桿用以傳導機械工作。通常恆先將此進退運動變為轉動 (§ 77)。

許多蒸汽機中, 蒸汽離汽筒後不即流入冷凝器, 而導入第二筒, 或更導入第三筒, 惟其壓力則已漸減。故有高壓汽筒及低壓汽筒之分。此種機械稱為複式機。

蒸汽透平機 (Turbin) 之運動逕為轉動, 而非進退運動

故較活塞機爲勝。透平機爲一備有多數翼瓣之輪(第178圖),蒸汽即衝於瓣上。輪中逸出之蒸汽被導入冷凝器中,庶使輪周之壓力常爲頗小。於是輪受單方之蒸汽壓力(精密言之:蒸汽流方向改變時所給予之動量)而轉動。



第178圖 蒸汽透平機

蒸汽透平機之轉動速度頗大。船舶之推進器在水中轉動不可超過某一定之速度,故若以蒸汽透平機爲船舶之發動機者,須於透平機及船軸之間插入一種裝置,以減小其速度。但若用以爲發電機等之原動力,則其轉動之速,實有無上之裨益焉。

蒸汽機鍋中之汽壓可達200[大氣壓]。此時水之沸點已達 $260^{\circ}\text{C}=538^{\circ}$ 絕對溫度。姑以冷凝器之溫度爲 40° ,即

313° 絕對溫度，則按 § 200, (9) 式，蒸汽機最高之理論的效率為 $235/538=0,44=44\%$ 。但事實上若此之高效率尚不能達到，故輸入蒸汽機中熱能總值之大部份毫未利用，而一任其流入冷凝器中。迄乎今日始有注意及此，於大工廠中設法利用此種熱量（所謂棄熱 Abwärme）以為加熱之用。

內燃機之效率遠勝於蒸汽機。某種燃料汽化後和以空氣而燃燒時，因其具有為值頗大之正作用熱 (§ 203) 而膨脹頗烈，內燃機之原理即在利用此種氣體以促成汽筒中活塞之運動。惟僅當活塞向一方運動時方得工作，故在二衝程機中，每一來往可作工一次，而在四衝程機中，每二來往方作工一次。其間之運動須有賴於與活塞相連之部份之慣性，通常所用者為飛輪。

內燃機工作於其間之二溫度——一方面為燃燒氣體之溫度，他方面為機外之空氣，在大型機中，恆用冷水——溫度相差之值遠較蒸汽機為大。故理論上及實際上內燃機之效率恆遠較蒸汽機為高。其詳情不涉本章範圍，茲從略。

試稍反熱力機之原理，吾人即可得一所謂冷凝機。此機亦係由熱化工，但目的非欲得工作，而在欲使物體冷卻，即奪取其熱能以使之化為工作。人工造冰，即用此理。Linde 氏之液化空氣機 (§ 185) 亦為其一例。

203. 熱源。熱化學。 對於吾人最重要之熱源，當推太陽。太陽於每秒鐘內輻射 10^{26} [卡] 之熱量。此約相當於

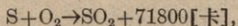
$0,4 \cdot 10^{24}$ [仟瓦] 之工率。苟地球周圍無有大氣,則地面上每 [厘米]² 所受太陽之垂直輻射熱約為 1,94 [卡]/[分] (所謂太陽常數,見 § 204)。因大氣能吸收太陽之輻射,故地面上實受者較小於此。

煤所產生之熱量,在今日工業上恆視作無上重要之熱源。其次如儘量利用水力以生電,再由電力以生熱,亦漸為吾人所注意。惜此項設備所費較昂,致遭妨礙。飲水思源,一切產生熱能之方法,皆出於太陽之賜,蓋煤由上古時代植物所成,其中所蓄之能量來自植物,而植物須賴陽光以長成。水力亦源於太陽之輻射,以日光能使水在大氣中上昇也。

煤因燃燒而生熱,不過大多數放熱化學變化之一例耳。化學作用可分為收熱與放熱二種。收熱作用者,其參加之物質須賴外方輸入之熱能,即僅於吸收熱能後,方進行其變化。放熱作用則反是,變化進行時,恆自行放出熱量。尋常藉助於空氣中之氧以進行之燃燒即屬之。

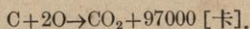
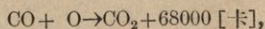
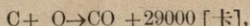
化學作用之究為收熱抑為放熱,須視變化以後所成新分子之內能較大(收熱作用)抑或較小(放熱作用)於變化以前分子之內能而定。

化學作用中關於熱量之效應可以方程式表之,例如



此式之意,謂 1 [克原子] 之硫與 2 [克原子] (即 1 [克分子]) 之氧化合而成二氧化硫時,恆有 71800 [卡] 之熱量放出。此項

熱量稱爲該化學作用之熱調(Wärmetönung)。其值於放熱時爲正,收熱時爲負,而與化合時所經過之步驟無關。例如



此三式中,末式可由首二式相加而得。故不論先由碳與氧化合成爲一氧化碳,然後再與氧化合成爲二氧化碳,抑或逕由碳與氧直接化合成爲二氧化碳,其放出之能量均爲相等;此與能量原理(第一主要定理)頗相吻合。

一切自然進行之化學變化皆爲不可逆性,恆向一方進行,其參加之物體之熵恆繼續增加。熱學理論之三主要定理爲理論化學中最重要之基礎。

第二十章 大氣物理學

204. 大氣之普遍特性. 有一特種之科學,專以研究大氣中之物理學是務者,自古即以氣象學名之;惟此項名稱,不甚恰當. 往日氣象學中常用若干[毫米]Hg以記載空氣之壓力,今日已逐漸改用絕對壓力. 10^6 [達因]/[厘米]²之氣壓,稱爲一[巴](參閱§103),而 $1/1000$ [巴]=1[毫巴]爲空氣壓力之新單位. 因1[巴]之壓力相當於750[毫米]長之水銀柱(溫度爲0°,在地面上緯度45°處標準重力下),故得簡單之變換公式:1[毫巴]=0,75[毫米]Hg,或1[毫米]Hg=1,333[毫巴]. 其他關於大氣壓力之觀念與乎其測定之方法則悉同§103及105所述. 氣壓隨高度而遞減之定律亦已於§102(15式)導出. 又高空之上,凡有晨昏朦影(Dämmerungserscheinungen),以及北極光,流星,隕石等出現之處,尚皆有大氣存在;蓋此種現象之出現須以氣體之密度尚爲有效值爲其先決之條件. 其高度約及300—500[仟米].

靠近地面之空氣爲一種混合之氣體,以容積計之,由78%之氮,21%之氧,以及其他之氣體所合成. 由分析之結果得各氣體準確之成份如下:

氮.....	78,03%	氫.....	0,94%
氧.....	20,99%	二氧化碳.....	0,03%

氫.....	0,01 %	氮.....	0,00015%
氧.....	0,0015 %		

此外尚有水汽,但與上列之各成份不同,其多寡之量時時變遷,當另論之。其在空氣中之混合與夫所謂濕度以及關於濕度之種種情形,均當另加討論 (§ 206)。

高空中大氣之成份,昔日已有人擬由理論上研求之,其所依據者乃在假設各類氣體在任何高度之分壓力均可由 (15) 式 (§ 102) 算出。基於此理,且注意大氣中各成份不同之分子量,則在 80 [仟米] 高度以上,較重之氣體實際上已經絕跡,更高則僅存最輕之氣體,固不問其在下層混合氣體中之成份究有多寡也。此種之觀察法惟對於完全靜止之大氣方為合理。按諸近日關於北極光光譜之研究,知在極光出現之處尚有氮及氧存在。故知一般之混合現象直達該高度處尚屬有效。太陽射線中之紫外部份能將尋常之氧氣 (O_2) 化為臭氧 (O_3), 故大氣中之高層必含有大量之臭氧。而太陽中紫外射線之大部份遂因之為高層之大氣所吸收 (§ 469)。

關於大氣對於太陽射線之情形亦屬非常重要。投射於大氣理想的邊界上之熱射線^①中,僅有一小部份(約 20%) 直接為大氣所吸收,其中除前述之紫外線部份外,主要者為

① 參閱 § 203。今日已經知太陽常數並非絕對不變者,些微之起落恆所難免。

長波之射線，均爲大氣中之水汽及二氧化碳等成份所吸收。入射光線中約有 40% 爲雲所反射或爲空中所漫射 (§ 448) 而折回，故經過空氣到達地面時，此部份之射線已全付缺如。其餘之 40% 中主要者均爲短波之射線，或直射，或漫射，而達於地面，對於空氣之溫度初無影響。但此項能量較之直接爲空氣層所吸收之熱量爲值約大二倍，實爲大氣中溫度昇降之主要原因。此部份之射線先增高地面之溫度，然後或變爲長波之射線由地面發出，而爲空氣所吸收，或由下述之步驟間接轉入空氣中。

205. 空氣之溫度。以天文學爲基礎，從太陽之輻射以計算空氣中溫度之分佈，與地面上實際之情形，大有不同。就大概言之，已經證實者僅自赤道向兩極溫度之遞減而已。地面之居間作用，頃適言之，其結果使最低 1 [仟米] 以內空氣之溫度劇變，以適應地面之溫度。大陸之溫度日夜相差頗多，而於冬夏爲尤烈，故大陸上空氣之溫度亦隨之變遷，惟並不若此之甚。但在海洋之上，溫度之相差遠較大陸上者爲小。故地面上水陸之分佈對於空氣溫度之水平分佈大有影響。第二重要之原因足以改變此項分佈者，厥爲空氣團之連續運動，其溫度之影響可藉此傳達於地面上廣大之區域。通常空氣周流 (§ 207) 之總作用恆足以使地面上因輻射關係而生之溫度差大見減小。

空氣之溫度隨高度而減，此爲人所共知之事實，但若用

氣球以觀察自由之大氣，則此項現象固亦隨時隨地而大有變化，且地面附近通常所遇之值，在全部大氣中並不連續，一如吾人以前所假設者。大氣中溫度之分佈有一重要之分界面存在，下層厚約9—16(在歐洲約為10)[仟米]，其中之溫度隨高度而遞降(亂溫層)，與其上層(同溫層)有顯著之分別，此上層中不同高度處之溫度無甚相差。所以然者，係因同溫層之溫度僅取決於太陽之輻射。該層中溫度之分佈可由輻射能量之吸收與放出二種作用維持平衡時之狀況以決定之。亂溫層中則不然，其溫度不能單獨由輻射熱能平衡時之狀況所決定，蓋該層中之空氣尚受有地球引力場之作用也；其氣溫初隨高度而遞降甚速，終以此故而作不穩定之分層，以致不能持久不受。實際上在初離地面3[仟米]以內，平均每高100[米]，溫度僅下降 0.5° ，自此以上至同溫層之邊界，其遞降之值，更較此稍增。溫度分佈之結果所以有此值者，尚有其他之原因焉。依絕熱的溫度變遷 (§ 172) 之理，大氣在鉛直方向內所作任何運動，俱與溫度隨高度遞降之旨相合。此項事實之非常重要而又普遍，可由恆與空氣之一切水平運動——幾無缺乏此種運動者——相連之鉛直的空氣運動而知之。地面之影響並不限於射線。密接於地面上極薄之一層空氣因熱之傳導而溫度變更。若遇冷則溫度下降而密度增加，較重之空氣團將停留於地面之上；遇熱則不然，此層受熱後之空氣密度減小而上昇，將其地位讓

出而一任其他下降之空氣來補其缺。此種之對流 (§ 197) 雖因上昇而受絕熱之冷卻,但仍可帶地面上所取之熱而迅速飛昇極高;清朗之夏日,在溫帶上可達 1 [仟米] 之高度,而在赤道上則可達 4 [仟米]。亂溫層中溫度之下降值,如以上所舉者,尚受空氣中濕度之影響,且亦僅就平均言之耳。溫度之隨高下降亦依境況而時起變遷,其對於空氣之運動狀況與氣候俱有特殊之意義。

206. 空氣中之濕度. 凝結現象. 空氣中所含水汽之多寡可由其分壓力以若干 [毫米] Hg 記載之,水汽之飽和汽壓與溫度之關係已見於第 13 表 a (§ 180). 在地面上下層之空氣中,水汽鮮有飽和者,任何時間在空氣中實存之水蒸汽量與相當於該溫度之飽和量二者之差頗屬重要,故須引用特種之定義以標識之。相對濕度為實在之汽壓與相當於該溫度之飽和汽壓二者之百分比。飽和差為此二種壓力之差值。例如:觀察所得之汽壓 13,2 [毫米],空氣溫度 20°C , 則相對濕度為 75%, 飽和差為 4,3 [毫米] (20°C 時之飽和汽壓為 17,5 [毫米])。

潮濕空氣之溫度降低後,飽和差減小,若汽壓不變,則相對濕度增加。實在之汽壓與飽和汽壓相等時之溫度稱為露點。溫度若降至此點以下,則超過飽和汽壓之水汽即行凝結。

濕度之測法有多種。在指定容積空氣中之水汽以乾

燥劑吸收之，稱之可得其絕對量；惟此法手續紛繁，僅於校核其他間接測量法時始一用之。此外可用一磨光之表面，以人工冷卻之，使其周圍密接之空氣中之水汽遇冷而凝於其上。此時之溫度為露點，與其相當之汽壓即為此時空氣中之汽壓。又有所謂毛髮濕度計者，利用毛髮以測濕度，蓋毛髮有一種特性，濕度不同時，其長度可隨之而變。此種儀器須先以已知之濕度值校核之，附以刻度，於是相對濕度之值即可直接由此讀出。惟此器須時加考核，每次須重新校整，故欲作為精密而常用之儀器殊不適合。欲作此項用途者，可用乾濕泡濕度計。此器藉水當汽化時所消耗之熱量以測濕度。取相同之溫度計二，其一以薄層之棉紗蒙罩其泡，棉紗之他端則浸於水中。若空氣中之水汽尚未飽和，則浸濕之紗罩即行汽化，其汽化熱 (§ 179) 之一部份即取給於溫度計之泡，而此所謂『濕泡溫度計』之示度即行下降。另一溫度計即所謂『乾泡溫度計』者，同時示出空氣之溫度。汽化之速度以及消耗之熱量皆與飽和差有關，故可自二溫度計之差定出其濕度。實用時吾人已有表格設計，對於二溫度計所示之任何差值均可立即由表中察出相對濕度及當時之汽壓。Assmann 氏之吹氣濕度計者，由一吹氣器吹出一均勻之氣流，經過其溫度計蒙罩之泡，以免汽化時受不定風速之擾亂影響。

至如汽壓在空氣中之分佈情形，此處僅能述及一事，即

其隨高度而速降是。在 8000 [米] 之高處，其值已降至地面上之 1%，故自此以上，實際上已無水汽存在。相對濕度之分佈完全漫無定序，其情況對於凝結物產生時所成之形式有密切之關係焉。

地面之溫度若降至地面上空氣之露點以下，則水汽或結為露，或凝為霜，一視當時之溫度而定。接近地面之空氣層遇冷而溫度降至露點以下，則成為霧。德國境內秋霧之成，其空氣冷卻之原因，應歸源於放射，而海面上之霧則由於冷空氣吹過較熱之海水面所致。

雲為高層空氣中可見之凝結物。其所以能浮於空際者，係因成雲之點重量頗小，又受空氣之摩擦阻力，故下降極緩 (§ 116)。大多數之雲皆由水滴所成；雖其溫度有時遠降至凝點以下，而仍不失為過度冷卻之水滴 (§ 174)。因液體面之彎曲愈烈者，其上之飽和汽壓愈較平面上者為大，故按通常定義之適合於廣闊之水面者言之，此處須遇過度飽和而後始得凝成水滴。自由大氣中凝結開始時以塵埃為凝結核，在海面上則以鹽粒為凝結核，但若遇些許含氮之物質（主要者為 NO_2 ），則其效尤大；此種氣體極能吸收潮濕空氣中水汽雖尚未達飽和，然其水汽分子已被此種氣體所吸引而可與之合成水溶液。最高之雲，外觀作纖維狀者，恆為結晶之冰，由昇華而成 (§ 183)。

冰面上之飽和汽壓較過度冷卻至同溫度之水面上者

爲低^①，故在自由大氣中有許多飽和或過度飽和之情形可加以區別。對於冰稍稍過度飽和時所成之雲爲完全之晶體。若飽和更形過度，則成爲晶體之骨骼。蓋各晶體之角即於此時連成輪廓之狀，而爲雪花之初步。若對於冰之過度飽和益見增進，則成球形結晶，此爲霰之原形。此時若更參加以對於水之過度飽和，則水即凝結附於霰珠之上，而成更大之形。雹者以霰爲核，外有透明如玻璃之冰層圍之。此冰層之成係因寒冷之霰珠衝入溫暖之空氣層中時，其周圍爲其造成強烈之過度飽和，霰珠表面上因之極速凝結所致。雹塊迅速鉛直下落時，常又衝入寒冷之層，其面上所附之水又行凝固。細小之凝結水滴相聚成爲較大之滴，若其重量已達足夠之值，爲地球所吸引時，即下降而爲雨。

露霜霧雪霰雹雨等等之下降也，幾無不由於強烈之凝結，亦即空氣劇度之冷卻。其中大多數之情形且爲絕熱變所引起，即由於壓力減低時，空氣之上昇而膨脹。

207. 空氣之運動。尋常之風，即空氣之水平運動，乃因同一水平面上空氣壓力有相差時欲恢復平衡而起。在定

① 溫度在 0° 以下時，過度冷卻之水面上及冰面上之飽和氣壓：

	水	冰
0°	4,58	4,58 [毫米]
-10°	2,16	1,95 ,,
-20°	0,96	0,77 ,,

態中,若不計摩擦之阻力,則其強度應正比於壓力遞降度。地面上之一切運動皆因地球之自轉而感受 Coriolis 氏力 (§ 49),故運動空氣團在地面上之軌道並不依壓力遞降度最強之方向前進,而在北半球者,稍偏向右,在南半球者,稍偏向左。在較高之空氣層中,幾全無摩擦阻力,故此項影響尤大。其偏折角直可達 90° ,即空氣之運動,可垂直於遞降度最強之方向而依等壓線前進。空氣壓力之差會不因此種之運動而稍見抵消。故可始終運動不息。

接近地面之空氣層中所見之壓力差大部份均可歸源於大氣中溫度之不同。地面上某處溫度增高後,該處之空氣即向上膨脹,於是某高度處即因空氣之越過其上而壓力增加,該處之空氣即因之向四方流散。因此種物質之移動而大氣海之底上較熱之處壓力顯著下降,而在其上流入之處則壓力上昇,此又可影響於其下層空氣之變換。

設無擾動,則依上所述將演成一閉合之環流。濱海一帶日夜間陸風與海風之交換,在日間陸地較熱,空氣終日由海面流入,夜間則由冷卻之陸地流向海面,同時其高處則有對流伴之而成環流。季候風亦同為陸風與海風之交換,惟週期為一年而不為一日耳。地球上通常之空氣周流在某程度內即由此種環流而成。地面上流向赤道熱處之氣流因地球之轉動而變更其方向,演成貿易風(第179圖);赤道上之空氣受熱而膨脹上昇,由高處復流向兩極,演成反貿易風



第 179 圖 普遍之空氣周流略圖

惟此項環流不能達於兩極，而僅止於緯度 30° 之處（溫帶），蓋反貿易風受地球轉動變向之力於此處幾已變為純正之西風，而將阻止由赤道吹來之氣流之前進，於是高壓帶生焉。由此發生者除貿易風外，尚有溫帶下層之西風。過此至兩極為嚴寒中心，又自成一較小之高壓帶，冷空氣由此四

散流出。以上所述壓力之分佈，與夫大氣流普遍之循環，皆因受地而上海陸漫無規則之分佈以及隨時變遷之擾亂等之影響，自不免有種種之變化，茲僅及其大要耳。

對於氣候變遷有重要之關係者厥為大氣之鉛直運動。上昇之空氣因膨脹而引起凝結作用，下降之空氣則因絕熱的加熱而引起乾燥作用。高山迎風一面雨量之富，背風一面雨量之稀，可為其證明。在某種特別情形中，空氣由高山之頂下降，稱為 Föhn 者，吾人每因感受來風之突熱與乾燥，而知其必經絕熱之變遷。

在自由大氣中，鉛直運動之最重要者為：若少量空氣之溫度，遠較其四周者為高，則必因浮力而突然上昇，吾人所見個別之雲團，即為其證明。此項熱氣上昇不已，其溫度因膨脹而漸冷卻，直待其與四周同溫時，上昇方告停止，其上昇

之速度則由其前進線上四周之溫度遞降度以定之。密度截然不同之兩大團空氣接觸處之界面上輒有巨量空氣之鉛直運動發生。兩種空氣體之來源不同，其性質之變更，又非常迂緩者，若相接觸而流過則此種之界面生焉。此項界面通常俱有傾斜，輕空氣之質量在重者之上移過，宛如移動於山面之上。

空氣之運動幾乎悉為亂流。地面之不平逼其作此不規則之運動，實為其主因。鉛直線上溫度之分配每使平面上之空氣隨其上昇及下落之運動而生劇變，是其次焉者。向上之溫度遞降度愈大，則後者之劇變愈烈，而兩流相會，亂乃愈甚。

208. 氣候。在地上之若干區域，例如有貿易風之一帶，其氣候幾無變遷；在他一區域例如有季候風一帶，其氣候之變遷僅隨年中四時而為轉移；如在溫帶則變遷絕速，且無規則。自有同時工作法於地面上廣大之區域內將各地同時之現象逐一記出而製成氣候圖，吾人對於氣候變遷之過程始克明瞭。在氣候圖(第180圖)上，除示明各地之氣候狀外，最重要者尚繪有等壓線以示壓力之分佈，俾吾人能於連續數日間之氣候圖上查出最與氣候相關之低壓及高壓區域之推移。在溫帶區域內此項推移幾恆與通常之空氣周流相應而由西向東。高壓區與低壓區有時互相交換而演成氣壓波狀之變遷，亦數見不鮮。

氣候初未能單獨取決於氣壓，故由氣壓計所得關於氣候之消息，每可導人於誤；氣壓變遷不過爲他種過程之尙待探求者之附帶現象而已。吾人若詳察大氣中之氣流及其質量分佈之情形，則吾人對於氣候之了解益將深切。巨量之氣流恆自其所自出發之區域內隨帶該處之溫度濕度及多寡之塵埃等以俱來，而將其傳送於他處。凡此皆爲空氣之性質，亦卽氣候之特徵。氣流之性質不同來源不同者一經接觸，特殊氣候之發展卽從茲發生。此種氣流必緣其分界面而移動，而不作單簡之混合，前已述及之。若熱空氣向冷空氣流來，則因其密度較小而輒沿冷空氣之分界面向上移動。此時之情形有如上山者然，雲與霜之凝固現象將隨之而生；且在此處所遇者輒爲層雲及均勻經久之霜，能穿過其下層之冷空氣而下落至地面之上。若冷空氣向熱空氣流來，則因其密度較大而輒強入熱空氣之中，有如尖劈然，熱空氣遂被迫上昇，其時仍生雲與霜，惟此時因冷空氣之擠入頗亂，故雲質堆高而成團，霜則嚴厲而爲時暫。此外又因冷空氣衝入時之猛烈，故可演成颶風而有餘。兩種空氣之分界面與地面相交成一截線；當冷空氣流入時，此爲冷空氣團最前之邊緣，稱曰冷前線；當熱空氣流入時，此爲熱空氣團沿冷空氣從此開始向上移動之線，稱曰熱前線。

在低壓區域中通常有來源不同之空氣相會，其狀況有如吾人所舉氣候圖之例，冷熱兩種前線悉見。熱空氣流入

低壓區域中時，其通常之遭遇輒爲冷空氣所排擠而上昇，其存在於高空之中，可自充分之凝結，與夫惡劣之氣候以知之。德國之氣候所以變遷無定者，係由於冷空氣與熱空氣不斷反覆會合所致，此種之氣體來自不同之緯度而會於隨巨大西流而浮動之低壓區域之中，故亦爲其帶向東行。

由氣候狀況謹慎的分析，同時又借助於經驗上之良規，在許多情形中每可由目前之氣候以預測其今後之發展大致無誤，而由此可創立一有科學根據之氣候預知學。惟因常有新現象之加入，故普遍言之，此法僅能預料一短時間以後之情形，最多亦不能出一日以外。

特殊氣候歷久而不變者，如乾燥之夏季及嚴寒之冬季等，其通常空氣之周流亦恆不免與其正常狀態有顯著之差別，此可於氣壓之分佈窺得其大概。吾人稱之爲大氣候之變遷，其原因甚夥。地面所受日光能量之變遷，海流溫度及其路程之反常，陸地上積雪及地面濕度之變遷，兩極地帶上冰山之情形，與夫其他一切原因，凡此皆足以影響溫度及濕度者，無一不足以招致正常空氣周流之擾亂，而各單獨情形中真原因每不能爲吾人所列舉。故欲將全年內氣候之情形作有科學根據的預測，至今尙全不可能。

各種原因恆互相參雜，每一原因對於其可能範圍內，一切現象皆有作用，且其作用可達於地面上之遠處，凡此種種皆使氣候之演進成爲一繁雜無比之物理現象，致使無從着

手以實驗之；即欲用理論計算，亦唯有在特別單簡之假設下始克稍為接近。職是之故，氣候之研究實為應用物理學中非常艱難之一部。





第六編 電磁學

第二十一章 靜電學

靜電學爲研究靜止電荷間作用力及由此所成平衡狀態之學。

爲便利計，吾人姑以本章所述著名之摩擦實驗爲電之產生法，此種實驗當於 §262 中詳述之。

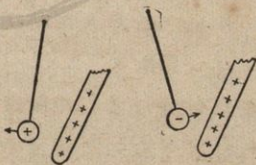
209. 靜電之基本實驗。陽電與陰電。試以十分乾燥之絲線懸一輕物體(紙製圓筒，通草球等)(第181圖)。取硬橡膠或硫黃之棒以柔軟之毛皮——最佳爲貓皮——摩擦之，而持近懸掛之物體。於是吾人可見下述之現象：

1. 物體爲膠棒所吸引。

2. 物體觸及膠棒，其實祇須輕拂而過後，即不再吸引，而易爲推斥。於是手觸物體(放電)，另取玻璃棒以絲絹或混汞之熟皮摩擦之，而更作上述

之實驗，則吾人仍見與膠棒相同之現象。

3. 曾爲玻璃棒觸過之物體恆與玻璃棒相斥，而與曾經



第181圖 靜電之基本實驗。

摩擦之硬橡膠棒則相引，但爲膠棒觸過之物體所示之現象適與此相反。

棒受摩擦後之狀態稱爲帶電狀態，而在受擦物體上出現之某物則稱爲電（此 Elektrizität 之名稱始於 Gilbert 氏 1600）。電之性質當俟後章詳述之。此處吾人姑視之爲一種物質。若摩擦其他物質而作與上述相同之實驗，則其出現之電或似摩擦玻璃棒或似摩擦硬橡膠棒時所得者。第三種之電未之見也。

試先以曾經摩擦之硬橡膠棒觸一懸掛之物體，不使放電，再以曾經摩擦之玻璃棒觸之。其順序或先後互易。吾人將見：

4. 玻璃棒及硬橡膠棒上所現之電，作用互相抵消。第二種電闖入一物體後，視其與原有第一種電量之比，或使之減少，或將其抵消，或竟因之變成第二種。

按諸慣例，吾人每稱玻璃棒上所現之電爲陽電，硬橡膠上所現者爲陰電（Lichtenberg 氏 1777）。陽電以正號示之，陰電以負號示之。此所謂陰陽者，其選擇純爲任意，亦純屬偶然；苟將今日之名稱互易，則非特無妨，且或更妥焉。陰陽二電之區別首於 1734 年爲 Dufay 氏所發現。

210. 電量與電荷。前已述及電爲一種物質——此項說法後當詳論之——，故物體上所現之電，吾人可得而言其多寡，而電量之概念亦從此可知矣。物體上之電量（精密言

之，爲陽電超過陰電之量)稱爲該物體之電荷。

二電量在同一之位置，且在同一之情形下對於某一指定之他電荷，不論數值與方向，俱有相同之作用者，該二電量自必完全相等。苟數值相等而方向相反者，吾人稱該二電量爲反向相等。

一物體同時荷有陰陽二電，其量相等而分佈相同者，與不荷電之物體相同。物體對外無電之作用者，稱爲電之中和。

空間內每一[厘米]³中電荷之值，即單位體積內之電荷，稱爲電荷之空間密度。在物體表面上電荷輒僅分佈於絕薄之一層。此時表面上每一[厘米]²內之電量稱爲電荷之表面密度。

211. Coulomb 氏定律。電荷單位。 除 §209 所述之現象 1，當留待後節再加詳述外，自 2, 3 二項觀察，可得下述普遍的結論：

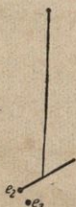
電荷之符號相同者(同名之電荷)互相推斥，符號相反者(異名之電荷)互相吸引。

是項普遍之事實由 Coulomb 氏定律(1785, 其前有 Daniel Bernouilli, Cavendish 諸氏) 可得其精密定量之關係：

二電量 e 與 e' 間之作用力 k 正比於任一電量之值而反比於其間距離 r 之平方。

$$k = (\text{常數}) \cdot \frac{ee'}{r^2}. \quad (1)$$

此力沿二電荷連結線之方向而作用。若選擇此定律之常數爲正，則 e 與 e' 同號時互相推斥 (k 之符號爲正，即使距離 r 增加)，異號時互相吸引，與實驗無背。



第182圖
Coulomb 氏實
驗。電扭秤。

此定律之真確性，前已爲 Cavendish 氏從他種觀察所證實者，Coulomb 氏更用電扭秤 (第182圖) 作精密之實驗以證其無訛。細絲之下端懸一水平之棒，棒身絕緣，且可轉動，有一端附有一通草之球。另有一相同之通草球置於附近同高之處；二球間之距離可任意變更，且二球上均可予以電荷。其間引力或斥力之強弱可由棒之轉動 (懸絲之扭轉，§83) 測定之。

吾人可注意 Coulomb 氏定律與 Newton 氏萬有引力定律 (§63) 之形式完全相同。在此二定律中，力均與 $1/r^2$ 成正比，故異號之二電荷不受其他任何牽制而純以其間相互之引力運動時，亦必遵循相引二質量運動之定律。故此項運動合於 Kepler 氏第一及第二定律，與行星運動 (§66) 同。數電荷 (『行星』) 同繞一公共之引力中心 (『太陽』) 轉動，且其電荷 e 與其質量 m 之比 e/m 皆爲同值者，則又合於 Kepler 氏第三定律。此處 e/m 之比相當於重性質量與慣性質量之比 (§54)，但此後者之比對於一切物體皆爲同值——即皆等

於 1,——而 e/m 之值則可大有不同。

因電量之單位尙未確定,故(1)式之中尙含一未知之常數。吾人若仍選用[厘米][克][秒]制,即力之單位爲[達因],長度之單位爲[厘米],而取電量之單位時適使 Coulomb 氏定律中之常數爲一純數,其值爲 1,則此常數可以不書於式中;靜電單位制即基此而作。(就實用之觀點視之,此自爲一種可許之法制,而亦爲最切實用,但完全出諸任意。嗣後吾人尙當遇及他種之單位制。在 Newton 氏萬有引力定律中即無若此之自由,蓋質量之單位已由他方面——即 Newton 氏第二公理——另行確定矣。故萬有引力定律中不能避免引力之普遍常數。)

吾人茲可將 Coulomb 氏定律寫成下列簡單之形式:

$$k = \frac{ee'}{r^2} \text{ [達因]}. \quad (2)$$

於是在靜電制中,電量單位之定義可述之如下:

一電量與另一相等之電量相距 1 [厘米] 時受 1 [達因] 之力之作用者,其電量爲(靜電)單位電量。

電量之[靜電單位]在工業上不能適用(例如在一普通之電燈中一秒鐘內約有 10^8 至 10^9 靜電單位之電荷流過)故吾人又採用一種實用單位制,其電量之單位爲[庫侖],亦稱[安培]·[秒]。此爲

$$1 \text{ [庫侖]} = 3 \cdot 10^9 \cdot \text{[靜電單位]}.$$

就靜電之觀點視之，1 [庫侖] 已爲一頗大之電量。試代入 Coulomb 氏定律而計算之，二電荷各爲 1 [庫侖] 者相距 1 [公里] 時，彼此即有一力約等於 10^9 [達因]，相當於 1000 [公斤*] 重量之作用。

本章一切計算均用靜電單位制，一如理論物理中¹所常用者。若此則一切公式均可簡化而明瞭。換算成爲實用單位制之最要公式當於 §240 中述之。

212. 電量不滅定理。 按一切物理的經驗知電量不能憑空產生，亦不能無端消滅，故亦與物質相同 (§12)。無論何處原無些許陽電或陰電可資識別者，苟或偶然出現其一種，則必有一等值而異號之電量亦於同時出現，此在任何情形中恆可證明者也。故電量之和爲零。一切物體中恆含有非常巨值之電量，通常吾人所云『產生』電量者，其意不過謂一種符號之電量離開此物體而遷入他物體而已。於是此物體即荷有與此異號之電量。一切物體中咸有符號相反之二種電量，在體內彼此相消而對外毫無作用，『產生』電量云者，係指設法將二者分離，使之對外發生作用而言。宇宙內無論何處吾人從未見有異乎是者，故此定理可述之如下：

宇宙內所蘊藏陽電與陰電之總量，終古不變。

宇宙內陽電與陰電之量究爲同值乎？按諸吾人之知識，初無從而知之，但確有理由可信其爲然。

電量亦遵守不滅定理。宇宙中除物質 (§12) 動量 (§33) 及能量 (§42) 三要素其量不變者外，電量實居其四。電量永不消滅，且恆與物質始終結合，不能分離，——關於此事，當立即詳述之——故雖認電為物質，亦無不可。又電既不能脫離物質，則電量不滅定理在原理上亦可歸納於物質不滅定理之中矣。

213. 電之本性及物質之電的性質。以上數節中吾人僅言電為物質狀之某物，有如液體，存於物體之內部或其表面，有時且可在體內流動，而迄未作詳確之定義。數十年前，吾人尚以電為不可權衡，不屬物質之流體，可分為二種，即相當於陽電與陰電者是。此二種之流體除符號不同外，其他之性質則完全相同(兩流體說)。

時至今日，吾人已知電者初非不可權衡之某物，而乃為物質基本之特性。世未有不涉物質之電。反之，無電之物質，亦未之見也。物質中每一基元成份皆有電荷結合而不能分離。通常物質未見電荷者，乃因其所含陰陽電之作用，就體外觀之，適彼此相消故也。吾人若將質繼續剖分，雖至最終最小之成份，仍有電荷結合，不能或離，有如慣性之與重性然。關於原子之構造，此處僅能演述如下(詳論見 §493 以下)：

每一原子中皆有一原子核，原子之主要質量皆集中於此。原子核有陽電荷。其電電荷之值恆為某一定電量之

整數倍數，此一定之某電量者，即所謂電之基元量子，或稱電量子者是也。原子核所荷陽電量子之數恆適等於該元素在週期系 (§501) 中之原子序數(號數)，如氫原子核荷有 1 個陽電量子，氦原子核荷 2 個，鋰原子核荷 3 個等等。

原子核之周圍皆有電子旋繞之，如行星之繞日然(電子之概念首為 Stonery 氏所倡說，1881)。電子為質量絕小之物體；其值僅為氫原子質量之 $1/1846$ ；自然界中所有一切物質的形體，以電子之質量為最小。凡為電子，皆屬同類，皆荷陰電，其電荷之值亦皆等於一個電量子，且恆僅等於一個量子。中和之原子所荷電子之個數恆等於其原子核所荷陽電量子之個數。有時原子(或分子)偶或失去一個或數個之電子；於是陽電荷之總數將超過陰電荷。有時中和之原子(分子)偶或遇有一個或數個之電子自外飛來，附着於其上，則陰電荷將超過陽電荷。此時吾人謂原子荷電；荷電之原子或分子稱為游子。

電量子所帶之電量甚微。其值僅為

$$\epsilon = 4,76_9 \cdot 10^{10} [\text{靜電單位}] = 1,59_1 \cdot 10^{-19} [\text{庫侖}]. \quad (3a)$$

(實測之法見 §492.) 氫原子之質量為 $1,66_2 \cdot 10^{-24}$ [克] (§96).

故電子之質量為

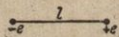
$$\mu = \frac{1,66_2 \cdot 10^{-24}}{1846} = 0,9000_3 \cdot 10^{-27} [\text{克}]. \quad (3b)$$

質量與此相埒而帶有陽電荷之陽電子尙未發見⁽¹⁾，反之亦無陰荷之原子核。陽電荷恆與原子核相結合，認清此項事實，則本書以下數章便可瞭然矣。

214. 電荷中心. 電偶. 通常電荷咸遍佈於物體之全部，就分佈於空間之許多質量(廣大之物體，或數物體合成之物體系)而言，吾人恆可指出其質量中心，在許多情形中吾人且可想像各質點咸集中於該點；同理，諸電荷分佈於空中時，祇須其盡屬同號，吾人亦可作電荷中心之定義。苟遇陰陽電荷同時存在，則吾人亦可分別測定其中心。同號之電荷分佈於空中者，吾人恆可於其電荷中心處設想一等值之電荷，即所謂『點電荷』者以替代之，故與質點分佈之情形有相同之便利焉。

測定電荷中心所用之定律，與關於質量中心者相同(§34)。電荷之勻佈於一球面上者，其電荷中心與球心相合。

點電荷 $+e$ 及一相等之點電荷 $-e$ 所組成之極偶(第183圖)稱爲電偶；若二點間之距離爲 l ，則 $el = \mathbf{M}$ 之值稱爲該極偶之電矩。苟電荷非爲點電荷，而分佈於空間者，則通常吾人可設想陰陽二種電荷各集中於其電荷中心而仍視之爲點電荷。



第183圖 電偶

但遇電荷之分佈頗爲複雜時，此種設想或歸失敗。電偶之

(1) 譯者註：陽電子已於1932年爲Anderson氏所發見。

二點電荷間之連線稱爲其電軸。電矩爲一向量，其方向沿電軸，而自陰電荷指向陽電荷。

215. 良導體與不良導體，非導體。前作靜電之基本實驗時，若懸掛物體所用之絲線潮濕，或不用絲線而易以蔴線或金屬線，或以曾經摩擦之棒輕擦懸掛之物體，而同時又以手觸物體，則實驗必均歸失敗。凡遇此種情形時，物體上帶電之狀態必不能持久，蓋此時物體上所有之電量已經由所述之物質而流入地中矣。

若干物質中電可自由流動；凡物質之具有此項特性者稱爲導體，其他毫無此項特性，或即有之而非常微弱者，稱爲非導體，絕緣體，或介電體。

物質導電之優劣大有不同。導體與非導體間初無截然之分界；自然界中，各物質之介於十分良導體及完全非導體之間者，可有一切連續無間之導電性（參閱§246，第22表）。某種物質之導電性雖不甚佳，但亦相當顯著者——即介於良導體與介電體之間者——稱爲半導體。

最完美之導體爲金屬，而尤以銀與銅爲最佳。優良之絕緣體當推石英，雲母，琥珀，硬橡膠，火漆，絲絹，石油以及標準情形下之氣體等。乾燥之木材爲半導體。真空爲唯一之絕對非導體。實際上雖係最完美之物質性非導體，恆亦多寡稍示微弱之導電性。

按諸§213，任何電量皆憑藉於物質性之電荷子，故電量

之流動也，電荷子恆必隨之作相應之運動。導體性物質中電荷子可自由運動，而非導體中則絕無自由運動之電荷子，即或有之，亦僅非常稀少。

216. 金屬體中電荷之流動。 按諸日常之經驗，固態導體以金屬為最著而最佳；由前述種種及 §213 之理，知金屬中陽電荷不能運動。蓋陽電荷之運動恆須有賴乎其所憑藉之原子之運動，而此則例如在金屬導線中必將有所顯示。在導線銲接之處銲錫將向他處遷徙，而將為自他處游移而來之銅以補其缺。電燈中之鎢絲將積久而自起變化，但此種作用從未發見。是知電荷在固態金屬導體中流動時，至少在尋常情況下恆僅屬諸陰電荷，而陽電荷則始終固守原位。

電子在金屬中能自由運動。 受微力之作用後，電子立即開始運動。

若此，金屬導體中電子苟被奪去，則其中所含陰陽之電量對外不能相消而成中和，故不復如尋常之狀態，陽電將見過剩，而對外發生陽電荷之效應；吾人即謂其荷有陽電。欲使陽荷之金屬導體放電，祇須有同數之電子流入，以抵消其過剩之陽電荷即可。

昔日關於電流之學說中皆以陽電量流動之方向為電流之方向；時至今日，以狃於習慣，故仍沿用之。然吾人須知事實上金屬中電量流動之方向恰與此定義中之電流方向相背。

217. 用驗電器之幾種實驗。欲證明電量之有無，可用驗電器。其構造之最簡單者為金箔驗電器(第184圖)。在



第 184 圖 金箔驗電器。

一金屬箱 A 中(最初之儀器大概均用玻璃)插入一絕緣(例如以硬橡膠,琥珀,或火漆等物封閉箱口)之金屬棒,棒之上端或為球狀之頂,或為接線螺旋或為平板等物,棒之下端深入箱之中心,附有鉛箔或金箔二片 K ; 未荷電時,二箔適並垂棒下。頂球苟遇電荷,則電荷即自行分佈於棒及箔上。二箔同荷時,彼此推斥

(此語尚須稍加改正,見 §228 末段及 §231)於是二箔相背分開,電荷愈多,分開愈甚。尚有多種之驗電器中金屬棒之下端展為長形之板,其旁僅附一箔,荷電時此箔即離板而起。

驗電器之具有刻度尺或類似之裝置,庶可由此讀出此項作用之強弱者,又別稱之曰靜電計。靜電計之用以精密測量電量者,僅能在指定之條件下行之(參閱 §231,該節中尚述及他種形式之靜電計)。

利用驗電器可作下列之簡易實驗。

1. 試將曾經摩擦之硬橡膠棒或玻璃棒持近驗電器之頂球或頂板,但不使相觸。驗電器之金箔即行分開;將棒撤

去後，金箔復閉。

2. 以摩擦之硬橡膠棒觸驗電器之頂球。苟開展太大，可先將棒上之電荷移導於一直徑約為 1—2 [厘米] 之金屬球，此球須具有硬橡膠或玻璃之絕緣柄者，然後再將球上之電荷移導驗電器。於是金箔分開，棒或球遠離後仍開展如故。驗電器此時荷有陰電。若用摩擦之玻璃棒，則荷陽電。

3. 試於已荷陽(陰)電之驗電器上再予以陰(陽)電荷。則金箔之開展度或因之減小，或完全閉合，或閉而復開。

4. 將曾經摩擦之玻璃棒持近一已荷陽電之驗電器，但不使接觸。棒愈近器，金箔開展愈大，棒撤去後，仍回復原狀。若易以摩擦之硬橡膠棒，則愈近而愈閉。若更易以摩擦硬橡膠時所用之貓皮，則開展又因之愈增。是知貓皮荷有陽電，蓋其作用與玻璃棒相同也。同理可證摩擦玻璃棒時所用之絲絹荷陰電。

5. 以乾燥之絲絹輕拂驗電器之頂球(或頂板)。驗電器即見開展；持近一玻璃棒以驗之，知其所荷者為陰電。

實驗 1 及 4 之意義當容後 (§227) 述之；惟按實驗 4 之第二部份，知摩擦物所生之電荷與棒異號，蓋其對於驗電器之作用適與棒相反也。

實驗 2 及 3 可逕自上述各節而明瞭。

實驗 5 證明驗電器之金屬球亦因摩擦而帶電。此項

起電作用所以得能觀察者，乃因摩擦之金屬球係絕緣，產生之電荷不能逸去故；苟握金屬球於手中，則電荷將隨生隨逸矣。利用此法或類似之法，可證明一切物質皆能由摩擦而荷電（參閱 §262）。

218. 電場. 電場強度. 按 Coulomb 氏定律，一電荷周圍之空間中，凡遇有任何其他之電荷，則此種電荷皆將受其力之作用。按往日之觀念，吾人嘗以為此力可逕自一電荷作用於他電荷，不藉媒介，其間之空間可毫不發生影響（超距作用說，參閱 §68）。但今日物理學中之觀念則反是；作用於一電荷上之力僅可由該電荷在空間內所佔之位置中某一定狀態所引起（媒遞作用說，或稱場說）。完全空無一物之空間（真空）內亦有電力作用，故空間內物質（例如空氣）之存在與否對於此項作用初非為其先決之條件，物質至多不過作間接之參與。欲明瞭此說之意義，吾人似可設想全部宇宙之內——包括外觀似若空無一物之空間——到處均為一種吾人不能察覺而又不可思議之物質所佔據；其中苟有一電荷存在，則此種物質全部之狀態恆將因之發生某種之變化，而機械性之張力即因之產生；此項張力可視為遠處他電荷受作用力直接之原因。是則電力之作用似可視為機械性而屬可以直覺者，事實上物理學為此種之見解所支配也久矣。此種假設的物質稱為以太，或稱光以太（因其亦當為傳光之質），為不能權衡之物質，而充滿於全宇宙及宇宙內所有一

切物體之中。惟此種直覺的觀念今日已不再承認其存在，其理由當俟後述之。電力之作用非爲機械性而爲另一種獨具特性之現象。僅有物質性物體之運動及其狀態，吾人不難作繪聲繪形之陳述；故能爲吾人所直覺者，僅機械性之作用而已。電力之作用爲屬於另一範圍內之現象，強欲視之爲機械性而作直覺之陳述，根本上自有所不可能者矣。故吾人須放棄直覺而以一種特性歸之於空間之本身，此特性者，謂每遇有一電荷存在時，空間恆將發生某種之狀態，此種狀態卽爲空間內他電荷受作用力之原因。於是吾人可申言：一電荷恆產生一電場於其周圍，電場者，此電荷對於他電荷發生作用之直接原因也。

凡爲一電荷作用力所及之處，其電場無不播及之。按 Coulomb 氏定律知任何電荷之電場咸當滿佈於全宇宙，蓋 $r = \infty$ 時其作用力方爲 $k=0$ 也。（但吾人可藉助於一異號電荷之作用力以使空間某區域內不生效力，是曰『屏蔽』。但吾人須嚴密注意在此空間之區域內二電荷之作用力仍同時並至，惟因相等而相反，故彼此相消耳）。任何電荷之作用在某一距離外已非常微弱，幾至不能覺察。

單位電荷在一電場中某點處所受電力之值稱爲該點之電場強度 E 。故電場強度者，作用於電荷 $+1$ 之電力也。在靜電制中，力之單位仍爲[達因]。電場強度爲向量，亦與力同。場向量之方向爲場內作用於一陽電荷之力之方向。

荷空間一點受有許多電荷之作用，則各電荷之電場彼此重疊，而該點之電場強度等於其點上各電場強度按向量加法 (§11) 所得之合向量。

按前述電場強度之定義，電荷 e 所受之作用力應等於電場強度 \mathbf{E} 與電荷 e 之相乘積：

$$k = e \cdot \mathbf{E} \text{ [達因]}. \quad (4)$$

一電場中各處之強度皆為等值而同向者，稱為均勻電場。

219. 電壓 設電場內某點 A 處有一電荷 e 。今試將其



第 185 圖 電壓意義之導出。

移運至另一點 B ，經一任意之路程 $AB = s$ (第 185 圖)。此時能量將因之交換。按電荷之或為陽或為陰，及其運行軌道之方向與場向或成銳角，或成鈍角，而電荷之運動或為電

場所阻撓，或受電場之促進。因之移動一電荷時，或需工作，或得工作。命 ds 為軌道 s 之微分元，又命 $\mathbf{E}_s = \mathbf{E} \cos(\mathbf{E}, ds)$ 為任何時間電荷所至處電場強度 \mathbf{E} 在其運動向上之分量。於是電荷在其軌道上任意一點時所受電力沿其運動向上之分力為 $k_s = e \mathbf{E}_s$ [達因]，而使電荷 e 自 A 移至 B 所需之工作為

$$A = -e \int_A^B \mathbf{E}_s ds = eU \quad \text{[爾格]}, \quad (5)$$

式中

$$U_A^B = - \int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \text{ [爾格] / [靜電單位電荷]}. \quad (6)$$

(5)式中所以用負號者,因 A 爲作於電荷上之工, e 與 \mathbf{E} 均爲正時,電荷順電力之方向而運動,故此工作應爲負也。

以(6)式爲定義之量 U_A^B 稱爲 B 點對於 A 點之電壓,或簡稱 A 與 B 間之電壓。吾人直接可得

$$U_A^B = -U_B^A. \quad (7)$$

苟吾人所遇者爲無渦電場,則電場中二點間電壓之值可自(6)式單義決定之,而與電荷自 A 移運至 B 若何選擇之路程無關;所謂無渦電場者,其中無一電力線自成一閉曲線 (§111, 并參閱 §328)。本章所述之靜電場,即起源於靜止之電荷者,均爲無渦之電場。

自(5),(6)二式可知 U_A^B 爲自 A 運移一單位陽電荷至 B 時所需之工作。苟移運一單位之陽荷自 A 至 B 需 1 [爾格] 之工作,則 B 點對於 A 點之電壓爲 1 [靜電單位電壓]。在實用制中電壓之單位 [伏特]。其值爲

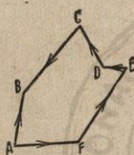
$$1 \text{ [伏特]} = \frac{1}{300} \text{ [靜電單位電壓]}.$$

(參閱 §240)。

在一均勻之電場中，試選擇 A, B 二點，務使自 A 點恆沿場之方向繼續前進時終可達於 B 點者。命介於此二點間之路程為 s 。則沿路各點之 $\mathbf{E}_s = \mathbf{E}$ 俱為常定，故自 (6) 式得

$$U_A^B = -\mathbf{E}s, \text{ 或 } \mathbf{E} = -\frac{U_A^B}{s} \quad (8)$$

設 A, B, C, D, E, F 等點同在一電場之內。於是電壓



第183圖 沿一閉合路線電壓之和為零。

U_A^B 之值可按不同之法以計算之。一方面可自 A 直接至 B ，如 (6) 式所示，另一方面可自 A 先至 F ，再至 E 等等，而終至於 B (第186圖)。電壓 U_A^B 之值須由各路程計出，然與路程之選擇無關，故得

$$U_A^B = U_A^F + U_F^E + \dots + U_C^B$$

或按 (7) 式得

$$U_A^B + U_B^C + \dots + U_E^F + U_F^A = 0.$$

故在一無渦電場中，沿一閉曲線電壓之和為零。

220. 電位 在一電場中試任意提出一點 O ，而一一計算其餘各點對於此點之電壓。在實用上為便利及習慣起見，選擇此點時，恆取地面上之一點，或竟取地球之全部，蓋地球為導體，其電壓到處相同也 (§224)。電場中一點 A 對於 O

點之電壓 U_o^A 稱爲 A 點之電位。電位通常以 P_e 表之，而其在某一定點 A 處之值則以 P_e^A 表之。於是

$$P_e^A = U_o^A, \quad P_e^B = U_o^B, \text{ 以此類推.}$$

因得

$$U_A^B = U_o^B - U_o^A = P_e^B - P_e^A. \quad (9)$$

故知二點間之電壓等於該二點電位之差。電壓又輒稱爲電位差。

於是

$$P_e^A = U_o^A = - \int_o^A \mathbf{E}_e \cdot d\mathbf{s} \quad (10)$$

爲使一單位陽電荷自 O 點移運至 A 點時所需之工作，而 $e \cdot P_e^A$ 爲對於電荷 e 所需之工作。故電荷在電場中運動時，某位能必因之增減。在電場中，各點之位能各有一定值——以在 O 點時之能量爲標準——一如質量在重力場中之有位能者然。

以 (10) 式偏微分之，且撤去其指數 A ，得

$$\frac{\partial P_e}{\partial s} = \frac{\partial U_o}{\partial s} = -\mathbf{E}_e, \quad (11)$$

式中 P_e 爲電場中任一點之電位，而 \mathbf{E}_e 爲電場強度在 ds 方

向上之分量。對於坐標軸之三方向而言，可得

$$\frac{\partial P_e}{\partial x} = -E_x, \quad \frac{\partial P_e}{\partial y} = -E_y, \quad \frac{\partial P_e}{\partial z} = -E_z, \quad (12)$$

故吾人又稱電場強度爲電位遞降度。(8)式者，爲(11)或(12)式對於均勻電場之一種特例。

電位之單位與電壓同，在實用制中亦以[伏特]量之。電場強度之靜電制單位爲

$$1 \text{ [靜電單位電場強度]} = 1 \text{ [靜電單位電壓]} / \text{[厘米]}.$$

在實用制中電場強度之單位爲

$$1 \text{ [伏特]} / \text{[厘米]} = \frac{1}{300} \text{ [靜電單位電場強度]}.$$

221. 電力線。 欲明晰表示一電場之狀況，或用 Faraday 氏(1852)之力線(場線)，或等位面(§222)。力線爲理想之線，關乎此者有下述之約定：

1. 在空間內之各點，力線之方向示電場之方向。
2. 在空間中試設想有一面垂直於電場之方向，該面上每一[厘米]²中穿過之力線數在數值上應等於該處電場強度之值。設電場強度爲 \mathbf{E} ，則此等力線之數 n 即所謂力線密度者，應等於 \mathbf{E} 之絕對值 $|\mathbf{E}|$ ，即 $n = |\mathbf{E}|$ 。

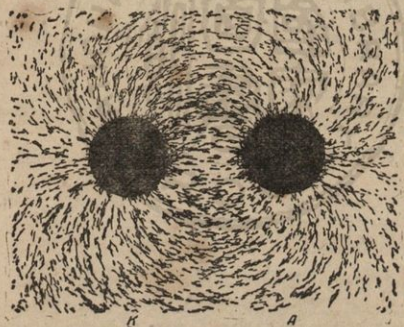
因力線之方向與電場之方向同，故亦恆自陽電荷指向陰電荷。自空間內一點電荷發出之諸力線在空間內皆沿輻而行，電場之純粹起源於電荷者，力線恆以陽電荷爲起點，

以陰電荷爲終點。此種之電場皆爲無渦電場，已見前述。力線自成閉曲線之電場，即旋渦電場，當俟後述之。

力線非爲真正之物理圖形，而僅爲用以明晰表示空間內電力若何分佈之一種簡便方法，自無疑義。

力線之路徑亦可設法察見之。置一玻璃片於電場中，散播金紅石 (Rutil) 或石膏晶體之細屑於其上。苟電場頗強，則晶體沿力線方向排列成鍊狀 (與鐵屑在磁場中同)。

第 187 圖所示之圖形即係利用此法而顯出者，其電場起源



第 187 圖 二個等值異號電荷之電場中力線之圖形。

(採自 Pohl: Elektrizitätslehre)

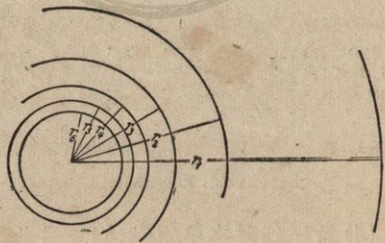
於一陽電荷 (A) 及一等量之陰電荷 (K)。從此圖中可見各力線皆以電荷爲起點及終點。(惟力線之方向自不能由此項實驗定出。)

222. 等位面. 電場中電位相等之諸點間無電壓,凡此諸點皆在一面或數面之上,此種之面恆為閉合之曲面,將產生電場之各個電荷或數個電荷包圍於其中(等位面).

試設想電場中有一羣之等位面,每相鄰二面間恆有相等之電位差(電壓),則不難自(12a)式推知某處之電場強度 E 愈強者,該處此等之面愈相密擠. §223 中所述者即為其一例.

等位面到處恆垂直於電力線之方向,蓋因此面上 A 與 B 二點間 $U_A^B = 0$,故若將(6)式沿此面上之任一曲線積分之,到處皆為 $E_s = E \cos(\mathbf{E}, ds) = 0$ 也,故電場強度 E 恆垂直於 ds ,即垂直於此面.

223. 點電荷及電偶之電場. 在一單獨點電荷 e 之電場中,任一電荷 e' 所受之力按 §221 及 220 應為 $k = e'E = e'e/r^2$. 故單



第 188 圖 點電荷電場中之等位面,內部之等位面
密集過甚,故未繪出.

獨之點電荷周圍之電場強度爲

$$\mathbf{E} \Rightarrow \frac{e}{r^2}. \quad (13a)$$

荷點電荷爲陽電荷，則其電場沿輻而向外，荷爲陰電荷，則沿輻而向內。其強度反比於其與點電荷間距離 r 之平方。等位面爲以電荷爲中心之球面。第 188 圖示一羣此種之等位面，每相鄰二面間之電位差皆爲相等。吾人可見愈近電荷則電場愈強，而等位面愈相密擠。

等位面之與一單獨點電荷相離無限遠者，通常以其電位爲 0。於是任意一點與電荷相距爲 r 者，其電位爲

$$P_e = -\int_{\infty}^r \frac{e}{r^2} dr = -\frac{e}{r}. \quad (13b)$$

按 §221 及 (13a) 式，穿過任一等位面之力線總數爲

$$n = |4\pi r^2 \cdot \mathbf{E}| = |4\pi e|. \quad (14)$$

由此可知此數與等位面離電荷之遠近無關，蓋空間內無自由起止之力線，且每線皆必穿過各等位面一次。故恆有 $4\pi e$ 之力線發自電荷 $+e$ ，同數之線止於電荷 $-e$ 也。

電偶之電場可用 (13a) 式計算其兩極電場之向量和而得。空間中有二主位最屬重要。電軸延長線上之一點極偶之距離 r 較之極距爲頗大時，該點之電場強度爲 (\mathbf{M} = 電矩)。

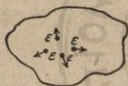
$$E = \frac{2M}{r^3} \text{ (第一主位)}. \quad (15a)$$

一點在電軸之垂直中線上者,其值爲

$$E = -\frac{M}{r^3} \text{ (第二主位)}. \quad (15b)$$

在第一主位時,其方向與電軸同,在第二主位時,與電軸反。

224. 導體中之電場強度及電位。因金屬導體中之電子受電力作用時,祇須此力不去,不問其強弱如何,電子恆必隨之運動,故欲使此種導體帶電之狀況平衡,即欲使一切電



第189圖 導體中電位之說明。

荷靜止不動,僅在完全不受電場之作用時方爲可能。設一導體內部如第189圖所示之處有一電荷(由頗多之電子 ϵ 所成)存在。此等電子彼此各施斥力,故導體中即生電場,而電子即隨之移動。由於此場之作用,電子皆被驅至物體之表面。因電子通常不能輕易逸出物體之表面,故其運動即止於此。此時荷電場強度不與表面垂直而有一沿此表面之分量,則電子尙能在表面上移動。故欲使電子之運動停止,須待

1. 導體內部電場強度之值到處皆已爲零,及
2. 物體表面上之電場強度皆與表面垂直。

凡導體不與蓄電池等電流源之二個接線柱相連結者,其電子以電場之作用而運動後,恆必自行止息於一種之分

佈情形，其由於各電子所產生之電場彼此重疊，一方面適使導體內部各點之電場強度均等於零，他方面電力之方向到處與導體表面垂直，於是導體內部帶電之狀況因以平衡。

導體內部任一處苟有餘剩之陽電荷（即該處缺乏電子），則該電荷即發出電力以作用於導體內之電子（此種之力自亦同時作用於陽電荷，但陽電荷不能在金屬體中運動）。電荷之分佈因此即起變化，至能滿足上述之條件而止。陰電荷過剩時，其電荷分佈之情形正完全與此相同，惟符號相反。

因得：

靜電平衡之導體內部電場強度 $E=0$ 。

既達此種之平衡狀態後，將一理想的電荷在場內任意移動，可無需乎工作，蓋力與路程之相乘積恆為零也（惟此處吾人須假設所移動之電荷為頗小，庶不影響原來帶電狀況之平衡）。故在靜電平衡之導體中一切電荷之位能皆為相等。就單位電荷言之，其意蓋謂導體內部之電位到處相等。

靜電平衡導體之內部恆為一等位空間。

從此更可知下述者亦為合理：

靜電平衡導體之表面恆為一等位面。 因沿導體表面移動一電荷時，其運動恆與該面上之作用力相垂直，故無需工作。

導體內部之電場強度既到處為零，則由其表面上之電

荷發出之一切力線悉行於導體以外之空間，無有闖入其內部者。此種力線且俱垂直於導體之表面，一如前述，蓋此面爲一等位面也。吾人設想若將此導體挖空，有如一密閉而中空之鐵皮物體然，則此項情形仍不稍改變。在此中空之導體內部密閉之空間中，因無一力線，故其電場強度到處爲零，而其電位到處與導體表面之電位相等。

此項事實有一重要之應用。欲保護靈敏之儀器不受外方之電力擾亂，可將其納於一密閉之金屬箱 (Faraday 氏籠) 中，至多開一二小孔以備觀察與處理，而以導體與地連接。於是外方偶有電場時，其線力決不能侵入箱內以擾及其中之儀器 (靜電保護法)。有時用一金屬線網所成之籠，惟其網眼須不爲太大者，亦足爲保護之用。在此種情形中，確不免有數力線穿網眼而入，由離網不遠即仍復折回而止於網上，籠之內部仍無力線故亦無電場。

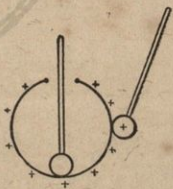
225. 導體之電荷在其表面上之位置。在平衡狀態下荷電之導體內部無力線經過，所有之力線皆自其表面開始發出，是故其電荷 (精密言之，爲其一種電荷超過異號電荷之值) 必悉集其表面。蓋任何一種電荷苟在導體內部之某處超過其異號之電荷者，力線即將自此發出，而行於導體內部矣。

(嚴格言之，導體內原子之成份，即原子核與電子，皆有電荷，故導體內部實恆有電場。但其起點與終點均在導體之

中,其擴展所及僅以原子區域爲限,且原子中陰陽電荷既到處相等,則自必互相抵消,而對外並無作用。僅在表面上者則不然,其所及之區域遠較各原子間之距離爲廣,故常有一種電荷可超過其異號之電荷而對外發生作用。是故通常所謂導體內部無電荷者,事實上蓋謂在一體積元內無一種電荷超過其異號之電荷,此體積元者按尋常意義言之固爲頗小,然對於原子間之距離則尙爲頗大也。)

欲證明導體電荷僅集於表面之事實,可用一金屬之容器,開有小孔,可將一絕緣之金屬小球自由納入者⁽¹⁾(第190圖)。將容器絕緣而使之帶電。試將絕緣之金屬球觸於器之外面,再移之觸一驗電器,則可見其已荷電;但若將金屬球觸於器之內壁,取出後,球仍未荷電。

反之,若先使金屬球荷電而中空之金屬器則否,於是以此荷電之金屬球觸器之外壁,則球上之電荷並不完全移於器壁,蓋二者相觸時,球亦爲金屬器外壁之一部份也。欲使球上之電荷完全移於中空之金屬體上,須將此球納入其內部。

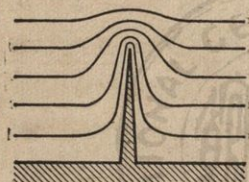


第190圖 導體之電荷僅在其表面之證實。

(1) 器上小孔之邊緣不可鋒利,以免納球入內時球上之電荷由此流至器上(空氣中之尖端放電,見§226)

置一金箔驗電器於一絕緣之金屬線網之籠內，而以一導線連接金箔於籠上，籠雖荷有強電，然金箔仍不分開。苟不用線網之籠而易以金屬之箱，仍連金箔於箱上，則結果亦復相同。在此二種情形中，全器之電荷雖強，而金箔上仍無電荷。

226. 尖端作用。第191圖示一金屬導體突出之尖端荷



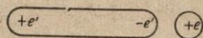
第191圖 尖端附近之等位面。

電時之等位面，從此可見尖端附近之諸面頗相密擠，故該處之電場特強。電場強度有時可十分強烈，尖端物體每能放電於空氣中，即將其電荷放於其周圍物體之上（尖端作用 §288）。其在工業

上最大之應用為 Benjamin Franklin 氏(1750)所發明之避雷針。針端有此種之尖端作用發生，而雷電因得一捷路以入地中。其效用在導電安全入地，而使不欲受雷擊之處得賴以避免。（有謂避雷針之作用在使地面與雨雲之電荷得以逐漸安全經由避雷針而互相中和，故得阻制雷擊之發生，其實此種中和之電量甚微，而避雷針之作用亦不在此而在彼也。）

227. 靜電感應。試置一未荷電之導體於電場中，例如將其持近一電荷 e (第192圖)，則其電子將因之而移動，但前後俱應遵守 §224 之平衡條件。靜電平衡時，導體之內部必

爲等位。初時導體之各部份確跨於電位不同之各區域內，而其內部因之有電場產生。其靜電平衡遂爲此電場所擾亂，而導體中所含之電子將因之移位。直至



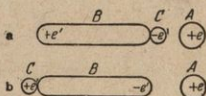
第192圖 電荷引起之靜電感應。

平衡重行恢復而止；此時導體內部之電荷將成一特種之分佈情形，其由此種電荷所引起之電場在導體內部各點上與外來電場互相重疊，適相抵消，而電場之力線到處與導體表面垂直。導體原未荷電；今其電荷重新排列後，電荷之和仍應爲零，但其陰陽電荷之分佈則與未置於外電場中時不同。在物體之一部份中場電荷 e' 有餘剩，而在他部份中則陰電荷 e' 有餘剩。 e' 之值視外電場力線止於此導體表面上者之多寡而定，但此決不能較大於 e 。此項現象稱爲靜電感應。（不可簡稱感應，見§317）第192圖示一導體在一電荷 $+e$ 周圍之電場中時之靜電感應現象。導體受靜電感應作用後即成一電偶 (§214)；吾人亦可謂此導體因之極化。

受靜電感應作用後之導體左端（第192圖）苟與地面接連，則此端所有之電荷將悉數流入地中（精密言之：電子將由地面流入導體，與其陽電荷 $+e'$ 相中和），迨導體與地面分離，導體內即有過剩之陰電荷。故此處吾人得一重要之方法，可用以分離陰陽之電荷（粗略言之：用以產生電荷，§212）。先以靜電感應作用分開一導體上之二種電荷，再用導線使之與地面或其他導體暫時接連，其一種電荷即由此流出，於是

導體上僅存他一種之電荷。

試予一絕緣之金屬球 A 以陽電荷(第193圖)。另持一絕緣之金屬圓柱體 B 以近之。



第193圖 靜電感應之證明。

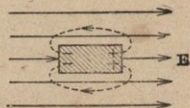
於是圓柱體中電荷之分佈有如第192圖所示。此時再置一絕緣之金屬球 C 於圓柱體 B 向荷電金屬球 A 之一端(第193圖a)。 C 與 B 此時既相密接而合成一個

導體,陰電荷自必流入 C 球。此可用驗電器以證明之; A 若荷陽電, C 荷陰電。同時吾人可證明 B 上有陽電荷。將圓筒體 B 放電,移 C 球使觸 B 於其與 A 相背之一端(第193圖b),再如前實驗之,則 C 荷陽電而 B 荷陰電。

持一荷電之物體,如曾經摩擦之玻璃棒等,近一不荷電之驗電器,不使相觸,則金箔亦見分展;移開荷電體,金箔復閉。此乃為棒與金箔上之靜電感應現象(第194圖)。前在 §217



第194圖 驗電器中之靜電感應。



第195圖 均勻場中導體附近力線之重疊。

中所述之實驗 1 及 4 亦可以此說明之。

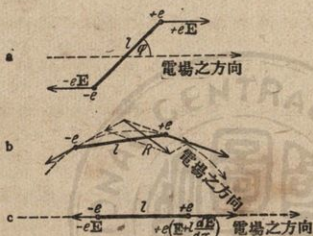
導體在電場中時電荷之分佈恆因靜電感應之作用而變更，因此產生一新電場；原電場稱爲靜電感應電場，新電場稱爲靜電應電場；在導體內部，二場適互相抵消，而電場突告中斷。但在導體以外之空間，則二場之作用互相重疊，而導體周圍附近之電場因之歪曲。此蓋因有一部份之力線自導體之表面上出發，或中止於其上，而在導體內之一段則中斷故也。第 195 圖示一導體在電場 \mathbf{E} 中之情形，其內部之空間無有電場，而在導體以外之空間，近導體二端處靜電感應電場與靜電應電場二者之力線爲同向，故電場增強，近其兩側處二者爲異向，故電場減弱。

228. 電場對於極偶及不荷電導體之力的作用。設有一電偶在一均勻電場 \mathbf{E} 中，則其兩『極』，即其等量異號之二電荷，必各受等強而反向之二力 $+e\mathbf{E}$ 及 $-e\mathbf{E}$ 之作用。此二力組成一力偶，使極偶因其力矩之作用而自行轉動，待其電軸與電力線之方向相同而後止(第 196 圖 a)。命 l 爲二電荷 $+e$ 與 $-e$ (中心)間之距離，其電矩 (§214) 爲 $\mathbf{M}=el$ ，於是此力矩之值爲 $N=elE \sin\phi = \mathbf{M} \mathbf{E} \sin\phi$ ；故均勻電場對於一極偶僅有轉向之作用而無加速之作用。

但若電偶在一非均勻之電場中，則其陽電荷與陰電荷處之電場強度通常不爲相等，其量與向各有不同(第 196 圖 b)。於是極偶所受作用力之和通常爲一力偶及一合力 R ，此合

力能使極偶向電場強度較強之一方移動,但通常並不恰沿此向. 極偶恆向電場強度遞增之一方運動,吾人輒謂其被引入電場之中.

吾人可再述一簡單之情形,即極偶附近之電場各處皆有相同之方向(一坐標系之 x 軸),而極偶之電軸亦已與場向相同者(第196圖 c). 但場之強度則依場之正方向而遞增. 命陰電荷 $-e$ 處之電場強度為 \mathbf{E} .



第196圖 極偶在 a 均勻電場, b 與 c 非均勻電場中之情形.

苟場強度隨地位而變化並不快,則陽電荷 $+e$ 處之電場強度當為 $\mathbf{E} + l \frac{d\mathbf{E}}{dx}$.

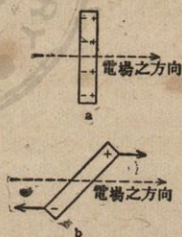
此反向二力之合力仍不離場之方向,其值為

$$+e\left(\mathbf{E} + l \frac{d\mathbf{E}}{dx}\right) - e\mathbf{E} = el \frac{d\mathbf{E}}{dx} = \mathbf{M} \frac{d\mathbf{E}}{dx} \quad [\text{達因}]. \quad (16)$$

故電偶所受之力第一方面在數值上初非與電場強度之本身有關,而僅視其微分商,即其地位的遞降度而異. $d\mathbf{E}/dx$ 愈大,即電場愈不均勻,則此力亦愈大. 第二方面又與電荷 e 之本身無關,而視極偶之電矩 \mathbf{M} 而定. 吾人可見關於極偶之情形,在數值上恆以其電矩為斷,而非以其兩極之強度.

置一未荷電之導體於一電場中時，導體恆因受靜電感應之作用而成一電偶，已見前述。故此種導體亦須遵守上數節所述之情形。苟電場均勻，則導體僅受轉旋之作用。任何長形之導體終必轉至其長軸與場之方向相同而後止。以一導體置場中，如第 197 圖 a 所示，若微轉之使其稍離此位，則其靜電應電荷之分佈立即變更（第 197 圖 b），而有一力偶隨之發生，使其長軸轉至與電場方向相合。故第 197 圖 a 所示之平衡為不穩平衡，直至其長軸轉至與場向相同後，方為穩定平衡。

導體在非均勻之電場中亦因靜電感應作用而變成極偶，其情形與上述者完全相同。導體將被引向電場強度增加之一方，即向電場之內吸引。不甚巨大之導體荷電時，其近傍之電場通常頗不均勻。距離愈遠，場強愈減，惟多寡遲速則大有不同。任何不荷電之導體或將被引向電荷而移動，此電荷者，即產生電場者也。故荷電之物體恆能吸引不荷電之導體。此



第 197 圖 均勻電場中不荷電之導體。

處可說明靜電基本實驗 (§209) 之觀察 1。

吾人以後將見 (§502) 物質之分子大都為電偶 (且通常亦為磁偶)，否則亦可由電場之作用而使之變成極偶。是

以上述種種可視為用以說明分子所受作用力重要之理由。

荷電物體與不荷電物體間之吸引自屬相互之作用 (Newton 氏第三公理)。故若有一電荷置於一導體表面之前方時，電荷亦將為其所吸引。吾人可證此力之值猶如有一異號之電荷位於導體表面之後方時相同，苟表面為一平面，則此設想之電荷適為原電荷之鏡像，且異號而等值。故吾人稱之為一電荷之電像，其相引之力稱為電像力 (Bildkraft)

由此可知欲作盡善盡美之靜電定量實驗時，須注意一切參與之電荷在可能範圍內均應遠離導體及地面，以免受電像力擾亂之影響。

驗電器之作用至此不難益見明瞭。驗電器中之絕緣部份荷電後，即因靜電感應作用而於與地面接連之導電性器壁內面生有異號之靜電應電荷。其由金箔出發之力線悉止於器之內壁，電場於以成立；惟二金箔之電位相同，故其間無電場。金箔即因此項電場之力而為器壁所吸引。

229. 電容。 設有 A, B 二導體，彼此稍相隔離，而與其他一切之導體均相距頗遠。 A 上有陽電荷 $+e$ ， B 上有陰電荷 $-e$ 。一切自 A 出發之力線均止於 B ，故 AB 間有電場生焉。於是 A 與 B 間即有電壓。蓋因按 §221，可算出其對於連結二導體之任一路程 S 之積分 $U = -\int_A^B \mathbf{E}_s ds$ 為一某有限值也。陽荷導體 A 對於 B 有一正值之電壓。但導體周圍之空間中任一點之電場強度應正比於導體上電荷之絕對

值 e , 故吾人可命 $E_s = -e \cdot \psi_s$, 其中 ψ_s 純爲一空間坐標之函數, 即對於空間之各點言, 僅視導體系之幾何的形式——二導體之形狀及其相互之位置——而定者。於是

$$U = e \int_A^B \psi_s ds = \frac{e}{C}, \text{ 式中 } \frac{1}{C} = \int_A^B \psi_s ds.$$

按此式作爲定義之 C 值亦純視導體系之幾何形式而異, 與 ψ 函數相同。因電壓 U 與計算上述之積分時所取之路程 s 無關, 故 C 亦可依上式單義的決定之。吾人稱 C 爲導體系 AB 之電容或電容量, 而

$$A \text{ 與 } B \text{ 間之電壓: } U = \frac{e}{C} \quad (17a)$$

$$\text{或 } A \text{ 與 } B \text{ 上電荷之值: } e = CU. \quad (17b)$$

在荷有等量異號之電荷之二導體間恆有一電壓, 正比於此電荷之值 (17a 式)。反之, 二導體間荷有電壓者, 各導體上必有等量異號之電荷, 其值亦正比於電壓 (17b 式)。此處吾人須假設力線僅行於二導體之間, 無有終止於其周圍任何其他物體之上者。

二導體組成一導體系, 各導體之電荷各爲一靜電單位, 其間之電壓亦適爲一靜電單位者, 此導體系具有一靜電單位之電容。電容之單位稱爲 1[厘米] (此爲一長度之單位, 蓋 $U \cdot e = e^2/C$ 爲工作, e^2/r^2 爲力 [§211] 而 [工作] = [力] × [路

程]故也。)

上述靜電電容單位之定義中諸單位苟悉易以實用單位(伏特庫侖),則得電容之實用單位。此稱為1[法拉](F),亦有用1[微法拉](μF)者。其間之關係為

$$1[\text{法拉}] = 10^6[\text{微法拉}] = 9 \cdot 10^{11}[\text{厘米}].$$

吾人此處可計算一特例中之電容,即一半徑為 R 之球,與其他導體相離甚遠者。球上設有電荷 $+e$,其他之導體均離此頗遠,彼等所在之處電場均已十分微弱。若此則吾人可想像此等遠方之導體以一與所設球同心之空球代之,其半徑 $R' \gg R$,遠較所設球為大。此空球之裏面因與球上電荷 $+e$ 之靜電感應作用而生等量之電荷 $-e$,於是自 $+e$ 發出之一切力線悉數終止於 $-e$ 。此項沿輻之電場在離球心 r 處之強度為 $\mathbf{E} = e/r^2$ (§223),故二球面間之電壓為

$$U = - \int_{R'}^R \frac{e dr}{r^2} = e \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right)$$

或因 $R' \gg R$,且與(17a)式相較,

$$U = \frac{e}{R} = \frac{e}{C}; \quad C = R[\text{厘米}], \quad (18)$$

故球導體對於其遠隔之周圍所具之電容在靜電單位制中適等於其半徑之[厘米]數。金屬球對於室內之牆壁苟相距不為太近者,已頗與此項特例相合。

地球之半徑爲 6370 [公里]。其對於其他天體之電容爲 $6.37 \cdot 10^8$ [厘米]，或約爲 700 [微法拉]。

230. 容電器。凡儀器之構造，其重要部份在於電容量，而其應用即在其電容量者，統稱曰容電器。在幾種簡單之情形中，容電器之電容量不難計算之。

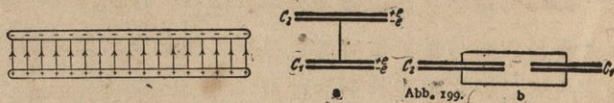
實用上最屬重要者當推導片容電器。此係由二金屬導片所成，通常其面積 F 相等，二片相隔一距離 d (第 198 圖)。

二片間設有電壓 U ；命容電器之電容量爲 C ，則一片上之電荷爲 $e = +CU$ ，而他片上有等量之陰電荷。若二片間之距離 d 遠小於一片之面積 F ，則二種電荷間之力線將悉與二板垂直⁽¹⁾。一片單位面積內之電荷爲 $+e/F$ 或 $-e/F$ 。故自陽片上每一 [厘米]² 內恆有 $4\pi e/F$ 之力線出發而終止於陰片上 (§223)。於是容電器內部之電場強度亦爲 $\mathbf{E} = 4\pi e/F$ 。二片既爲導體，故均爲等位面。其間之電位差爲 U 。按 §219, (8) 式——惟其中之負號與此處無涉，姑從略—— U 與 \mathbf{E} 間應有 $U = \mathbf{E}d$ 之關係。於是

$$U = \frac{4\pi d}{F} e = \frac{e}{C}, \text{ 而電容量爲 } C = \frac{F}{4\pi d} \quad (19)$$

(1) 事實上導片容電器內之力線在邊緣處恆向外稍彎，此可稍增其電容量，但二片間之距離 d 較之片面積之直徑愈小者，此項增加亦愈小，此處亦須假設容電器附近之周圍並無其他任何導體存在。

數容電器之導片可用適宜方法連接之；依其連法之不同而可得不同之電容量。命 C_1 與 C_2 為二容電器(第199圖a),



第198圖 導片容電器。

第199圖 a容電器之串聯；b並聯。

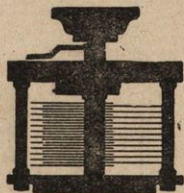
彼此按圖中所示之法以導線連接之(串聯)。不相連之二片間設有電壓 U , 而 C 為二器合成之電容量, 則此二片上之電荷為 $e=CU$ 。由於靜電感應之作用而相連之二片亦得有相等之電荷 $e=CU$ 。此蓋因容電器中所有力線咸出發終止於片上故也。命 U_1 及 U_2 各為 C_1 及 C_2 之電壓, 則 $U=U_1+U_2=e(1/C_1+1/C_2)=e/C$ 。故得 $C=C_1C_2/(C_1+C_2)$ 。此值恆較 C_1 或 C_2 為小, 如 $C_1=C_2$, 則 $C=C_1/2$ 。

第199圖 b 示 C_1 及 C_2 二容電器之並聯。設其合成之電壓為 U , 則 C 之電荷為 $e_1=UC_1$, 而 C_2 之電荷為 $e_2=UC_2$ 。其總電荷為 $e=e_1+e_2=U(C_1+C_2)=UC$, 於是此容電器組之電容量為 $C=C_1+C_2$ 。

欲造電容量較大之容電器, 可取二組互相平行而又互相交錯之導片, 同組中各片自行連接, 而二組則互相絕緣。其一組之導片可以轉動, 庶能使其鑲入他組中之部份, 多寡可以任意調節, 此即常用之可變轉動容電器(第200圖)。電容

量測定法及無線電話無線電報中皆用之。

工業上所用之容電器有時輒以二長條之錫箔爲之，中間夾以長條之蠟紙以爲絕緣，更捲緊之，庶使便於處理。若此可得巨大之面積 F 及極小之距離 d ，而所成之電容量自因之頗大。以前所述之容電器二導片間皆爲空氣，此處用蠟紙（介電質），無作用當俟 §234 中詳述之。



第 200 圖 轉動容電器。
（採自 Pohl, Elektrizi-
tätslehre）

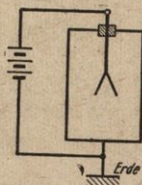
容電器中二片相隔之距離固可任意縮短，但亦有一限度，過此限度後，片與片間之電壓雖不甚高，而其間之電場（ $E=U/d$ ）已強烈萬分，有擊破蠟紙之虞矣。

容電器二片上之電荷陰陽恆爲等量，故其總值爲零。但通常所謂容電器之電荷者，係指任一片上之電量而言。故一片上有電荷 $+e$ ，一片有 $-e$ 時，吾人即謂此容電器之電荷爲 e 。

231. 靜電計作爲電壓計。至此吾人始得將 §217 所述靜電計之作用精密說明之。用此儀器非特可檢驗電量之有無，有時且可測定其多寡，一如 §217 所述；但其最重要之應用則在電壓之測量，此實應先行聲明者也。

欲用靜電計以測量電壓時，可將此項電壓施於靜電計

中絕緣而可動之部份(例如金箔)與其金屬箱二者之間(第201圖). 金屬箱恆以導體與地面接連(接地). 若此可保護



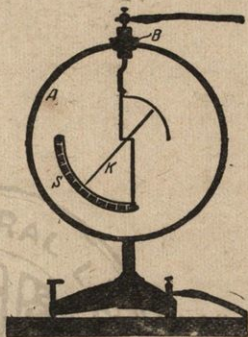
第201圖 用靜電計以測電壓之略圖.

靜電計之內部不使受外電擾亂之影響 (§225). 靜電計中彼此絕緣之二部份(一部份為金箔,一部份為金屬箱)組成一導體系,有如 §229 所述,故亦有某一定值之電容,其值視其幾何形狀而定.

吾人於絕緣部份及金屬箱壁間既已施有電壓,則前者之上即生電荷 $e = CU$, 而箱壁上亦因之生有異號等值之電荷. 絕緣部份上之電荷有一部份分佈於可動之金箔上;金箔及箱壁間既有電壓,於是其間即生電場,而荷電之金箔乃於場內被引向箱壁(此與 §233 所述容電器導片之吸引頗相類似). 箱內之電場隨所施電壓而增強,而金箔上之電荷亦因之而增加. 金箔所受之作用力正比於電場強度及電荷之相乘積,故電壓愈高,則金箔之分展亦愈甚.

若利用已知之電壓將一靜電計細加刻度,則即可用以作其他電壓之測定. 電壓之刻度一經刻定後,即或連接靜電計所用之物件(導線等)之電容量偶有變更,然其刻度仍屬有效. 蓋此時就全部之儀器言,其荷電固或有不同,但祇須電壓不變,金屬箱內之情況決不稍變也.

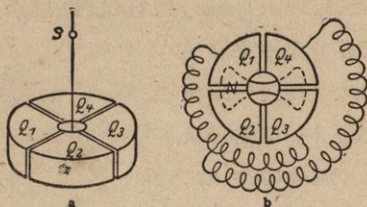
靜電計在原理上自亦可按電量而刻度。此種之刻度僅當連接金箔之物件電容不變時方屬有效。蓋某一定量之電量一經導至一靜電計後，其在金箔及其連接物件上之分佈情形須視各部份電容之比而定。此若稍有變易，其電量之分佈即隨之而變，而金箔之分展亦因之而有增減，其分展之多寡固僅視金箔上所有電荷之多寡而異也（試比較 §232 [第205圖] 所述之實驗）。



第202圖 Braun 氏靜電計。
(採自 Pohl, Elektrizitätslehre)

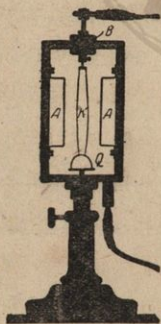
茲將數種較為重要而形式不同之靜電計述之於下。金箔靜電計已詳述於 §217 中，與此原理相同者有 Braun 氏靜電計(第202圖)。

象限靜電計為由 Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 四個圓形象限之金屬空匣所成。四象限各自絕緣，彼此分離，惟相隔僅一狹縫(第203圖)。空匣中有一8字形之極薄鋁片，或外鍍金屬之紙片 N ，吾人輒稱之為指針。此由一金屬細線或金屬帶或外鍍金屬之石英絲懸之，務使其不觸匣壁，而可以活動。此全部物件又閉置於一金屬箱中。對角之二象限均以導線接連之。苟其一對之象限荷有陽電，他一對荷有陰電，而指針



第 203 圖 象限靜電計。略圖。

上亦有某種電荷，則指針將離其原來之靜止位置而轉動，或向陽荷之一對象限，或向陰荷之一對象限，視指針上所荷之電究為陰電抑為陽電而異。此時懸絲因之扭轉，但其彈性欲使指針恢復原狀，故指針荷電愈多者，其所能轉過之角度亦愈大。懸絲上附有堅固之小鏡 s ，指針之轉動可藉此讀出之。其他類似之構造尚多，不及贅述。



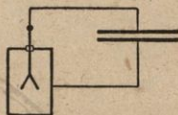
第 204 圖 雙絲靜電計之略圖。

(採自 Pohl, Elektrizitätslehre)

絃線靜電計中可動之部份為單條或雙條之鉑質細線。第 204 圖為一雙線靜電計之略圖。二細線 K 之下端固繫於一可以調節之石英製之彎弓 Q 上，以便調節其靈敏度；細線之兩旁各有一金屬製之刀口，與箱壁相連，而準對細絲。荷電後，線即相背而

擴展。其距離可以一附有目鏡測微計之顯微鏡量之。

232. 關於導片容電器之幾種實驗。試取一容電器，其二導片間之距離可以變更者，接連其一片於驗電器之金箔，其另一片於驗電器之金屬箱(第205圖)，或取一轉動容電器，將其二組之片亦各接連於驗電器中上述之二部，務使容電器之電容與驗電器之電容二者並聯 (§230)



第 205 圖
電容變遷之證實。

而可以相加。試予容電器以電荷，則其存在與否可由金箔之分展與否而知之。變更導片間之距離或轉動一組之導片，以變換容電器之電容，則金箔分展之度數亦立見變更。容電器之電容漸減，金箔之分展愈甚。蓋容電器與驗電器二者合成一系之物體，其所荷之電量恆為常定；命其總電容為 C ，則按 §229, (17b) 或 UC 之相乘積亦當為常定。故電荷 e 為定值時，驗電器所示之電壓 U 當反比於全組之電容 C 。

基於此事，可藉一不甚靈敏之驗電器以測出低微之電壓；例如蓄電池之 2 [伏特]，若逕以之接於驗電器，則每因其值太小而不易觀察。此時吾人可用一相當於第 205 圖之裝置。初時轉動容電器使其電容為最大。於是接連蓄電池之一個夾子於驗電器之金屬箱；其自另一夾子接來之導線則以絕緣柄握之，而與金箔相連之頂球作瞬間之一觸。

容電器與驗電器即因之有 2 [伏特] 之電壓, 但此電壓為值太微, 故金箔似無開展。後此儘量減小容電器之電容, 則金箔即漸開展。命 U 為蓄電池之電壓, C_1 為 (容電器) + (驗電器) 一組物體之電容初量, C_2 為其末量, 而初時流入組中之電量為 $e = UC_1$ 。 C 減小後, 電壓即變為 U' , 而電量仍不稍變, 故 $e = U'C_2$, 於是 $U' = UC_1/C_2$ 。 例如 $C_1/C_2 = 100$; 則電壓可增加百倍。 此實驗不難以一尋常之驗電器及一電容約為 500 [厘米] 之轉動容電器如無線電儀器中所用者仿行之。

233. 容電器荷電後之能量. 容電器導片之吸引. 電場能量密度. 欲計算一荷電之容電器中所儲藏之能量, 最簡單者莫如計算使容電器逐漸荷電時所需之工作。 此可以下述理想的實驗行之。 設容電器中已有電壓 U , 而其電荷為 $e = CU$ 。 吾人試再增加一極小之電荷 de , 其法可自陰片上提出一陽電荷 $+de$, 反抗容電器中已有之電場 $E = U/d$ 之方向而將其置於陽片上。 (或精密言之: 自陽片上提取 de 之電子, 反抗電場之力而移置於陰片上。 其效果自屬相同。) 按 §219, (5) 式, 此時所需之工作為 $dA = Ude$ [爾格]。 由是知欲使尙未荷電之容電器增加至電荷 e 時不需之全部工作可由下式之積分而得,

$$A = \int_0^e Ude = \frac{1}{C} \int_0^e ede = \frac{1}{2} \frac{e^2}{C} = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} eU \text{ [爾格]} \quad (20)$$

此式右邊之 U 示容電器之末電壓 $U = e/C$ 。 故 A 為儲藏於

荷電之容電器中能量之值。放電時此項能量即行釋出。

容電器荷電後因其二導片之電荷爲異號，故其間應有引力 k 發生，其值可自(20)式計算之。命 x 爲一導片容電器二片間之距離。今試增加 dx 之值，則所作之工爲 $dA = k \cdot dx$ [爾格]，而 $k = dA/dx$ 。將(20)式微分之，得 k 之值爲

$$k = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} \frac{e^2}{c} \right) = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} U^2 C \right) \text{ [達因]}. \quad (21a)$$

以 §230, (19) 式 (其中之 d 今以 x 代之) 電容 $C = F/4\pi x$ 之式

代入，即得 $A = e^2 \frac{2\pi x}{F}$ 而

$$k = \frac{2\pi e^2}{F} = \frac{2\pi C^2 U^2}{F} = \frac{F}{8\pi x^2} \cdot U^2 = \frac{F}{8\pi} \mathbf{E}^2, \quad (21b)$$

蓋因容電器中之場電強度爲 $U/x = \mathbf{E}$ 也。

對於某一定值之電荷 e 而言， k 力不因二片間之距離而異 ($k = 2\pi e^2/F$)，此可逕以力線說明之，蓋二片間之距離雖變，而容電器中力線之數固不能變，其電場強度自亦不稍變也。電場強度者，力所藉以施於片上之電荷者也，故亦不變 (此處不涉邊緣作用 [§230, 註脚]。苟有此項作用，則距離增加時，力將漸減)。電荷常定，則二片間之電壓正比於距離。電壓常定而距離增加時，力依 $1/x^2$ 而漸減。此因距離愈增，則電容愈減，而電荷及作用於其間之力亦均隨之而減也。

利用導片容電器荷電後二片間之作用力可純藉力學

的方法以測量電壓。懸一片於天平之一邊，而固定其另一片。第二片吸引第一片之力可藉天平他端所置之砝碼以抵消之，而力之大小即可由此量出（W. Thomson 氏之絕對靜電計）。按 (21b) 式得 $U^2 = 8\pi x^2 \cdot k/F$ 。

在上節計算容電器中儲藏之能量時，吾人曾假設將荷子自容電器之一片移置於他片，而電荷子之本身可全不因之發生任何變化。其變化者僅容電器中之電場強度；此為真正之變化，故吾人若視二片間之電場為能量實際所藏之處，自屬合理。（二物體以一緊張之彈簧連結之，成一物體系，其中能量真正之儲藏處係在彈簧中，此例恰相類似。）(20) 式中以 $C = F/4\pi d$ 之值代入，即得容電器內之電場能量 $A = FU^2/8\pi d$ [爾格]。命 E 為容電器內之電場強度，則 $U = Ed$ ，而 $A = \frac{1}{8\pi} E^2 \cdot Fd$ [爾格]。但 Fd 為容電器導片間滿佈電場之空間容積。於是電場單位容積內所藏能量之值——即電場之能量密度——為

$$\rho_e = \frac{1}{8\pi} E^2 [\text{爾格}] \cdot \text{厘米}^{-3}. \quad (22)$$

此式對於真空中之一切電場，普遍的皆為合理（參閱 §234 (26) 式）。

234. 介電體。介電極化。 以上所述者，吾人默認容電器導片之間，通常均為空氣。若置他種之絕緣體於其間以代空氣，則電容即因之變更。欲證明此說，可用第 205 圖所

示之實驗裝置。先使容電器荷電，驗電器之金箔分開。於是置一玻璃片或硬橡膠片於容電器之導片間。驗電器之箔即因之稍閉，是與將容電器二導片互相移近後之影響無異，即電容增加之明證。若用其他之一切絕緣體（介電體），其情形正復相同，惟強弱各異。撤去介電體後，金箔仍恢復原狀，是可證明容電器之電荷迄未稍變。

此項現象可解釋之如下：介電體亦由荷電之原子狀之組織而成，惟與金屬及其他導體不同者，介電體中無自由運動之電荷子。固態之介電體中，原子狀之電荷子咸以其原子內之電力而固守其靜止之位置，苟遇有外來之電力時，亦可稍稍離開其原位；作用之電場愈強，其位移亦愈大。故遇此種電場時，固態介電體中之陽荷組織稍沿場向移動，而陰荷組織則背此移動，於是在其界面上發見表面電荷。



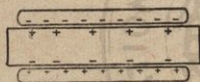
第 206 圖 介電極化理論之說明。

此項位移之作用可以第 206 圖粗略示其大概。其現象稱為介電極化 (Faraday 氏 1837)。

液態或氣態介電體之分子雖非固定於靜止之位置，然係電的中和，其陰陽電荷之和為零，故此種分子不受均勻電場使之平行移動之力之作用；均勻電場者，其力線互相平行者也。但在電場中時，其陰陽電荷之中心在分子內則不復重合。分子有先已自行成為電偶者，亦有因電場之作用而

成者。均勻電場對於其電荷所施之力恆為等量而反向，故此種之極偶輒受一力矩之作用，欲使其自陰電荷中心至陽電荷中心之連線與電場之方向相合。分子極偶均按若此之方向排列後，自與固態之介電體相似，一如第 206 圖所示者然。惟分子之熱運動，對於電場所施，使其排列整齊之力，不免加以阻擾。故氣體或液體之介電係數（見後）每隨溫度而變，至少分子本已為極偶之物質決不免此。

將介電體置於荷電之容電器之導片間時，因容電器中有電場之作用，故其本身即起極化。與陽片相向之一面即



第 207 圖 容電器中之介電體。

有表面陰電荷出現，而與陰片相向之他一面即有相應之表面陽電荷，於是在介電體之中，由於其電荷若此之分佈而產生一電場，

其方向適與由容電器電荷所生之電場相反，故一部份之作用彼此抵消（第 207 圖）。

介電體之表面電荷 e' 正比於容電器之電荷 e ，即 $e' = ae$ 。此式中 a 之值視介電體內電荷子之可移度而異。按 §230 由於容電器之電荷所生之電場為 $E_0 = 4\pi e/F$ ，而由於電荷 e' 所生者為 $E' = -4\pi e'/F = -4\pi ae/F = -aE_0$ 。二場在容電器中相併後，其合成之電場強度為

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}' = \mathbf{E}_0(1-a) = \frac{1}{\epsilon} \mathbf{E}_0.$$

式中 $\epsilon = 1/(1-\alpha)$ 稱為介電體之介電係數，於是容電器二導片間之電壓為

$$U = \mathbf{E}d = \frac{1}{\epsilon} \mathbf{E}_0 d = \frac{U_0}{\epsilon}, \quad (23)$$

式中 U_0 為容電器中無介電體存在而其電荷亦為 e 時之電壓。命 C_0 為容電器中無介電體時之電容， C 為其有介電體時之電容。電荷 e 相同時

$$e = U_0 \cdot C_0 = U \cdot C = \frac{1}{\epsilon} U_0 \cdot C, \quad (24)$$

故得 $C = \epsilon C_0$. (25)

分子電荷子完全不能移動時 ($\alpha=0$)——真正之物質決無絕對若此者——或介電體中簡直毫無此類之電荷子時， ϵ 之值等於 1，是為其最小值。合於此情形者，厥為真空。故真空之電介係數等於 1。 α 之最大值為 1，此時 $e' = e$ ；在此種情形中，其介電係數等於 ∞ 。此為一極限情形，僅置導體於二導片間時方遇之。一切真正物體之介電係數恆大於 1。第 19 表列示幾種物質之介電係數：

第 19 表 介電係數

石蠟.....	2,2	雲母.....	6-8
石油.....	2,0	硬橡膠.....	2,7
水.....	81	空氣.....	1,0006
琥珀.....	2,8	真空.....	1,0000
玻璃.....	5-7		

一切氣體之介電係數均似空氣，與 1 相差不遠，故容電器導片間或為空氣或為真空其區別絕微。雲母之介電係



第 208 圖 來頓瓶

數特高（此外尚有其他原因），最宜用以製造容電器，通常多用之。工業上所用之容電器又常以油類滿注器中，以增加其電容量。注油後尚有一種利益，蓋電花穿過油類而發生時，其所需之電場強度恆穿過空氣時為高。故於此類之容電器可加以較高之電壓。來頓瓶，亦稱 Kleist 氏瓶者，(第 208 圖)為最古之容電器，亦用介電體(玻璃)。

某種固態之物質在常溫(指室內溫度在 20° 左右而言)中非為導體者，將其融解後而置諸電場之中，即成極化。若任其在電場中自行凝固，則其偏極性可歷久不去。即電場之作用雖停止後，此物體仍有極化現象，其一端始終保存陽荷，而他端始終保存陰荷。應用此法，吾人可製成條形之棒，其關於電的性質有似條形磁體之於磁者，特稱之曰電體(Elektret)。

容電器中有介電質者，在指定之電壓 U 下灌電時，其所得之電荷較器中為真空時大 ϵ 倍，故欲使其荷電至同一電壓所需之工作亦當大 ϵ 倍。於是介電質中電場 E 內之電能密度 (§233) 亦較真空中者大 ϵ 倍。數(22)式普遍的可寫作

$$\rho_e = \frac{\epsilon}{8\pi} \mathbf{E}^2 [\text{爾格}] \cdot [\text{厘米}]^{-3}. \quad (26)$$

235. 電的位移. 容電器之導片間無物質性的介電質而為真空者,其由電荷 e 所引起之電場強度為 $\mathbf{E}_0 = \frac{4\pi e}{F}$, 已見諸 §234. 但通常表此值者不用 \mathbf{E}_0 而用 \mathbf{D} , 在介電係數為 ϵ 之物質中,

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}. \quad (27)$$

按 §234, 導片容電器之電壓為 U 時,其電荷之值應為

$$e = \epsilon \frac{F}{4\pi} \frac{U}{d} = \epsilon \frac{F}{4\pi} \mathbf{E} = \frac{F}{4\pi} \mathbf{D}. \quad (28)$$

此項電荷因有電壓之作用而流入器中. 其量與 \mathbf{D} 之值為正比,吾人稱 \mathbf{D} 為容電器內之電的位移. 此種概念不僅限於容電器以內,凡在一切介電質中有電場 \mathbf{E} 存在者,均能按 (27) 式應用之. 在真空中 $\mathbf{D} = \mathbf{E}$, 在其他一切情形中, \mathbf{D} 恆較 \mathbf{E} 為大.

236. 普遍之 Coulomb 氏定律. 係數為 ϵ 之介電質中設有電荷 e . 此電荷必產生一電場,使其周圍之介電質極化. 介電質與電荷相隣之界面上即出現電荷 $-ae = -(1-1/\epsilon)e$, 完全與容器中之情形相同. 此新電荷之電場與原電荷 e 之電場相合,致使原電場減弱. 結果僅剩一電荷為 $e - (1 - 1/\epsilon)e = e/\epsilon$ 之作用. 若電場中尚有另一電荷 e' 存在,則其在介電質中所受之作用力當較二電荷均在真空中時為小,

僅及其 $1/\epsilon$ 而已。故 §211, (2) 式實為 Coulomb 氏定律在真空中 ($\epsilon=1$) 之一種特例。普遍之 Coulomb 氏定律應作

$$k = \frac{1}{\epsilon} \frac{ee'}{r^2} \text{ [達因]}. \quad (29)$$

(e' 電荷之周圍亦有一層極化電荷之表皮, 但對於 e' 所受力之作用毫無關係。)

237. 電場對於介電質之力的作用。 介電體在電場中時, 恆極化而成電偶。祇須介電體所在之處為真空, 其作用恆與 §228 所述電場對於極偶之情形相同。若介電體之周圍為另一種之介電質, 則其所受之力或使之轉動, 或使之加速, 其強弱與方向當視介電體之係數究係較大或較小於其周圍介電質之係數而定。若為較大, 則性質上與不荷電之導體在電場中時之情形相同。在均勻電場之中, 其長軸將轉至與電場之方向相合而止; 在非均勻電場之中, 將向電場強度遞增之方向而運動。若介電體之係數較小於其周圍介電質之係數, 則在均勻電場中時, 其長軸將轉至與電場之方向垂直; 在非均勻電場中時, 將向電場強度遞減之方向而加速, 換言之, 即欲離電場而去。

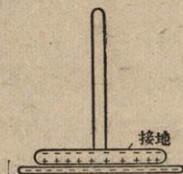
238. 壓電及焦熱電。電伸縮。 晶體係由排列成格子狀之原子或由異號電荷之游子所組成, 將於 §528 詳述之。由介電體極化之現象可以推得此種格子上之陽電荷與陰電荷, 苟因電力之作用而稍移其位置, 則晶體之界面上將現電

荷。如用機械之作用亦可得相同之結果。某種之晶體，如石英等，受壓力而變形時，亦生極化現象，其表面上有電荷產生。極化之程度與壓力成正比。此項現象稱為壓電。將晶體加熱時亦可得相似之作用（焦熱電）。欲證明此種電荷之存在，可以硫黃粉及過氧化鉛粉之混合物撒於晶體之上。此二種粉末相觸（摩擦，§262）後，硫荷陰電，過氧化鉛荷陽電，故黃色之硫粉附着於晶體表面上陽荷之處，而紅色之過氧化鉛則附着於其陰荷之處。

尚有一種現象與壓電對立。有壓電性之物體不僅在彈性變形後極化而已也；反之，此種物體若受有電壓，即遇有電場之作用而極化時，恆因之發生彈性變形（電伸縮）。一切介電質皆有此項特性。以交流之電壓（電振動）加於一切物體上時，苟其頻率與物體之固有彈性頻率相同者，物體可作機械的共振。石英即其一例。今日無線電發報機中用以維持波長使其常定之器（振動晶體，石英共振器），即屬此項現象在工業上最重要之應用。

239. 起電盤。靜電感應起電機。起電盤為則以產生（分開）電荷之具。其構造為一易由摩擦起電之任何物質⁽¹⁾所製之板（『底盤』）及一備有絕緣柄之金屬板（『盤蓋』）而

(1) 最佳者為由黑松香 (Kolophonium) 2份及石膏粉末 1份所製成之混合物。



第 209 圖 起電盤

成(第 209 圖)。先以貓皮摩擦或輕擊底盤,使荷陰電。次置盤蓋於其上,則蓋之下面由感應作用而荷陽電,上面荷陰電。然後以手指觸盤蓋,使之與地接連。於是蓋上僅存陽電,可將其移置於

他物體之上。此時底盤之電荷並未減少(電荷位於其最上之一層,頗難自此逸出),故此實驗可反覆繼續行之,其作用不致顯著的減少。

較起電盤更屬有效者當推靜電感應起電機。近代之靜電感應起電機構造頗為繁複。此處僅述一簡單之裝置,雖不屬實用,但某種起電機之基本原理不難以此說明之。今試先說一簡單之理想的實驗(第 210 圖)。

絕緣之二金屬板 a 與 β 在一荷電之容電器 A, K 二導片間之電場中互相接觸 (a), 於是由感應作用而彼此各得一異號之電荷。將二板分離 (b), 導其電荷於一絕緣驗電器之金箔及箱壁上 (c), 此項電荷可由金箔之分展而知之。因二金屬板與驗電器相觸時,即成驗電器表面之一部份,故其電荷並不完全移交於驗電器 (§225)。容電器之二導片各具有金屬薄片之袋 F_1 及 F_2 , 分納金屬板於其中,使之完全放電 (d)。此時容電器中之電荷必因之加增。吾人應注意其電荷前此並未有所改變。按同樣之步驟再進行一次,

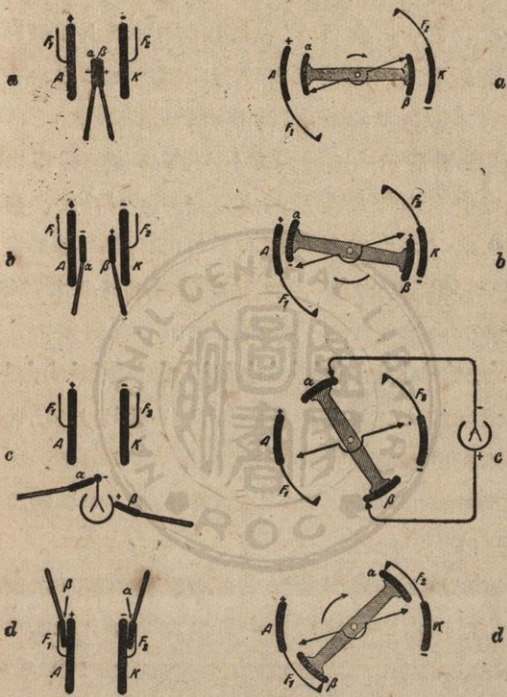


Abb. 210.

第 210 圖

第 211 圖

倍加法靜電感應起電機之工作狀況。

(採自 Pohl: Elektrizitätslehre)

則因此時容電器內之電場強度已增，故二金屬板所得之感應電荷亦較第一次為稍大。反覆行之，原理上可使容電器之電荷繼長增高而達任何之值。此種處理之方法，在使其原來有效之電荷倍加，故名『倍加法』。

第 211 圖所示各步相同之情形，更與轉動儀器之實際狀況相近似。A 與 K 組成一容電器。α 與 β 二金屬片固結於一絕緣輻之二端，當其與 A, K 相對時，由一金屬橫杠以連接之 (a) (箭頭示滑動接觸，如金屬細絲製成之刷等)。

按順時針方向轉動後，α 與 β 因感應而各荷異號之電 (b)。再轉向前，又遇另外二滑動接觸，導電入驗電器 (c)，終乃放其餘留之電於 A 及 K 之金屬延長物 F_1 與 F_2 上 (d)，此即相當於上述實驗中金屬薄片所成之袋。故其結果一方可使驗電器荷電，他方可使 A 與 K 之電荷增加。如再繼續轉動，則其作用將愈行加強。

上節所述之實驗為某種感應起電機最簡單之設計。他種之起電機亦有根據其他稍異之步驟者。起電機之所以能開始動作，須賴容電器導片上有些許之初電荷。事實上確有此等微量之電荷自行存在。故起電機恆可自行激發。惟其電荷之為陰為陽，則繫乎偶然，吾人不能先定之。起電機之電壓按轉動次數而逐漸上昇，直至因絕緣不佳——尤如直接由空氣放電等——所損失之電荷與新產生之電荷相等而止。以是通常輒將電荷導至容電器(來頓瓶)之二

層片之上；因其電容量頗大，雖容納大量之電荷，而電壓之增加仍可頗緩。利用此等之起電機可得數千[伏特]之電壓。

240. 實用單位制中之靜電學最要公式。 吾人討論靜電學時，其單位恆用靜電制。按§211，此制之作乃在使Coulomb氏定律中之常數在真空中時為1。採用此制後通常可使公式簡單明瞭，故在理論物理學中多用之。但實用時吾人又取實用單位制，其單位為[庫侖]（或[安培秒]），[伏特]，[安培]，[法拉]（或[微法拉]）等。此處可將靜電學中最重要之公式以實用單位表之。二單位制間之關係有如下列：

第20表 靜電及實用單位

$$\text{電量} \dots\dots\dots 1 \text{ 靜電單位} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-9} [\text{庫侖}] \text{ 或 } [\text{安培}] \cdot [\text{秒}]$$

$$\text{電流 (參閱 §244)} \text{ 靜電單位} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-9} [\text{安培}]$$

$$\text{電壓} \dots\dots\dots \text{靜電單位} = 300 [\text{伏特}]$$

$$\text{電場強度} \dots\dots \text{靜電單位} = 300 [\text{伏特}] / [\text{厘米}]$$

$$\begin{aligned} \text{電容} \dots\dots\dots \text{靜電單位} &= \frac{1}{9} \cdot 10^{-11} [\text{法拉}] \\ &= \frac{1}{9} \cdot 10^{-6} [\text{微法拉}] \end{aligned}$$

$$\text{電阻 (參閱 §246)} \text{ 靜電單位} = 9 \cdot 10^{-11} [\text{歐姆}]$$

能量之單位在實用制中為[瓦特]·[秒]或[焦耳] = 10^7 [爾格]，由是力之單位相應的當為 10^7 [達因]。故1[庫侖]之

電量在一電場 $\mathbf{E}=1$ [伏特]/[厘米] 中時應受 10^7 [達因] 之力，此即可視為單位電強度之定義。

取實用制時，苟欲使寫法簡單，可採用下列之常數：

$$D = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} = 8,84 \cdot 10^{-4}$$

下列各式為採用實用制後靜電學中最重要之公式：

$$\text{§211, (2) 式} \quad k = \frac{1}{4\pi D} \cdot \frac{e_1 e_2}{r^2} \cdot 10^7 \text{ [達因].}$$

$$\text{§218, (4) 式} \quad k = e \cdot \mathbf{E} \cdot 10^7 \text{ [達因].}$$

$$\text{§219, (5) 式} \quad A = eU_A^B \cdot 10^7 \text{ [爾格]} = eU_A^B \text{ [焦耳] 或 [瓦特] [秒]}$$

$$\text{§219, (8) 式} \quad \text{實用制同}$$

$$\text{§223, (13a) 式} \quad \mathbf{E} = \frac{1}{4\pi D} \cdot \frac{e}{r^2} \text{ [伏特] / [厘米]}$$

$$\text{§223, (13b) 式} \quad P_e = \frac{1}{4\pi D} \cdot \frac{e}{r} \text{ [伏特]}$$

$$\text{§223, (14) 式} \quad \text{自 } e \text{ [庫侖] 之電量發出 } e/D \text{ 條之力線.}$$

其時電場強度 1 [伏特]/[厘米] 應相當於每一 [厘米]² 內 1 條力線。

$$\text{§229, (17a) 及 (17b) 式 實用制同}$$

$$\text{§230, (19) 式} \quad C = D \frac{F}{d} \text{ [法拉]}$$

$$\begin{aligned} \S 233, (20) \text{式} \quad A &= \frac{1}{2} eU \cdot 10^7 [\text{爾格}] \\ &= \frac{1}{2} eU [\text{焦耳}] \text{ 或 } [\text{瓦特}] \cdot [\text{秒}]. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \S 233, (21b) \text{式} \quad k &= \frac{1}{2} \frac{e^2}{FD} \cdot 10^7 [\text{達因}] = \frac{1}{2} \frac{C^2 U^2}{FD} \cdot 10^7 [\text{達因}] \\ &= \frac{1}{2} FD \frac{U^2}{x^2} \cdot 10^7 [\text{達因}] \\ &= \frac{1}{2} FD \mathbf{E}^2 \cdot 10^7 [\text{達因}]. \end{aligned}$$

§234, (23)–(25)式 實用制同。

$$\S 235, (27) \text{式} \quad \mathbf{D} = D \epsilon \mathbf{E}.$$

$$\S 236, (29) \text{式} \quad k = \frac{1}{4\pi D \epsilon} \cdot \frac{e_1 e_2}{r^2} \cdot 10^7 [\text{達因}].$$

此常數 D 又可稱爲真空內之絕對介電係數，而 $D\epsilon$ 之相乘積可相應的稱爲某物質之絕對介電係數（見(27)式）。

241. 靜電單位制中各量之因次。 根據制定靜電單位之方法，吾人即可列出其單位與[厘米][克][秒]制中各單位間形式上之關係，故靜電學中之各量在[厘米][克][秒]制中當各有其因次 (§52)。但此種特殊之關係乃爲任意的，以後 (§313) 尙可有他種之關係成立，由此可得他種之因次。

因 $e_1 e_2 / r^2$ 亦即 e^2 / r^2 一量有力之因次，即 $|m l t^{-2}|$ ，故電量 e 之因次爲 $|m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{3}{2}} t^{-1}|$ 。電壓與電量之相乘積 Ue 爲工作，

其因次爲 $|ml^2t^{-2}|$, 故電壓 U 之因次爲 $|m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{1}{2}}t^{-1}|$, 而電場強度 E 之因次爲 $|m^{\frac{1}{2}}l^{-\frac{1}{2}}t^{-1}|$. 吾人前已述及在靜電制中電容 C 之因次與長度同, 故爲 $|l|$. 茲爲完備起見, 將次章方始述及之電流 i 及電阻 R 亦附列於此. 按 §244, 電流之因次爲 (電量)/(時間), 故爲 $|m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{3}{2}}t^{-2}|$. 按 §246, 電阻之定義爲電壓與電流之比即 U/i , 故其因次爲 $|l^{-1}t|$.

今再將各量之因次列成下表.

第21表 靜電單位制中之因次

電量.....	$ m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{3}{2}}t^{-1} $
電壓.....	$ m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{1}{2}}t^{-1} $
電場強度.....	$ m^{\frac{1}{2}}l^{-\frac{1}{2}}t^{-1} $
電容.....	$ l $
電流.....	$ m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{3}{2}}t^{-2} $
電阻.....	$ l^{-1}t $

第二十二章 固態導體中之電流

242. 電流源. 電動勢. 在本章中吾人姑先假定已知一種儀器——其詳情當俟後述之,尤以在第二十七章中所述者為最多——可用以測定每秒鐘內在該儀器中流過電量之多寡——電流強度——者(電流計,其以[安培]數刻度者,又稱安培計). 儀器之用以測定電壓者已於§231中述之(靜電計,即靜電電壓計). 但後述之實驗中,輒用另一種之電壓計(其以[伏特]數刻度者稱為伏特計),其構造之原理與電流計相同(§368).

吾人尙須假定——其詳情當在§276, 277 及 373 中述之——已有某種之儀器(電池,蓄電池,發電機等),苟以導體連接此種儀器之二個夾子(極),導體中即有連續不斷而時時常定之電流流過. 此種之儀器,吾人可視之為電流源.

電流源與接連於其夾子間之導體恆合成一通路之導體系. 靜電學中一組相連之導體系在平衡狀態時,其電壓到處相等,即其各點相互間無電壓,而其中自能運動之電荷子咸靜止不動. 但若導體系中有一電流源,則情形不復相同. 電流源之作用,在使導體之電荷子繼續流動,成一通連之電流. 故在若此之導體系中,並無靜電平衡.

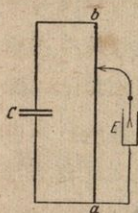
在一通路之導體系中插入一電流源後,電荷子即繼續

運動，故吾人輒以電流源爲電動勢所藏之處。此可以 E 表之。吾人將於§249中知電動勢之因次與電壓同。在實用制中，亦如電壓，以[伏特]量之。但電動勢 E 與電壓 U 之意義仍當嚴加區別，俟後述之。

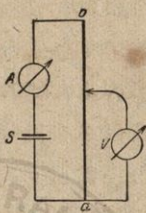
243. 電流經過之導體中電壓之遞變。 (a) 將許多大號來頓瓶(即容電器)荷電而並聯之，使成一電池組 c ，其兩端以銅絲接連至一條長木棒 ab (半導體)之二端，木棒須乾燥，長約1—2[米]。取一靈敏度適宜之靜電計 E 作爲電壓計，其金屬箱與木棒之 a 端接連，而另以一導線接至其金箔之頂球，此導線可藉一絕緣柄而沿木棒上作滑動之接觸(第212圖a)。自靜電計之示度知木棒上 a 點與其他各點間之電壓順 ab 向而遞增。導線在木棒上之滑動接觸點愈近 b 點，靜電計之示度愈大，但恆隨時間而漸減，終至完全消滅。此時來頓瓶組之電荷亦完全失去。其二導片上之陰陽電荷蓋已由木棒而逐漸抵消矣。此項實驗可證明一導體——實驗之全部裝置可視爲一組相連之導體——中之電壓恆有自行抵消之趨勢。此外尙可證明導體(木棒)之二點間苟有電壓，則導體上其間各點之電位恆按由高而低之方向逐漸下降，且祇須電荷尙在流動，其電壓遞降之情形始終存在。

(b) 再作上述之實驗，惟以他法行之。不用來頓瓶組而代之以蓄電池 S ，其兩個夾子間恆有約2[伏特]之電壓，不用木棒而代之以緊張之鐵線 ab ，長約2—3[米]，不用靜電

計而代之以電磁電壓計 V ，更於蓄電池及鐵線間插入一電流計 A ，以示明經過鐵線之電流（第 212 圖 b ）。



第 212 圖 a 電流通過木棒之
電壓遞降。



第 212 圖 b 電流通過導線之
電壓遞降。

接連於電壓計之導線沿電流經過之鐵線作滑動接觸時，自電壓計之示度可見鐵線上各點對於 a 端之電壓順次逐漸上昇。惟此時因蓄電池之電壓常定，故電壓計之示度不隨時間而減，不若荷電之來頓瓶組之每況愈下也。此項實驗之結果（除電壓常定外）與上述者相同。此實驗中藉有電流計之助，可示明電量之流動。

電流所以流動之原因，在第一實驗中係由於容電器上之電壓，使電荷得在電路中運動之電動勢即來乎是，而在第二實驗中，則由於電流源 S 中之電動勢。因有電動勢，故導體系之各點間即生電壓。沿導體上二點間之距離愈遠者，其間之電壓愈大。

244. 電流。 電量流動之強弱稱為電流強度 i ，以單位

時間內流過導體任一截面中電量之多寡測之。在定態中，電流經過導體內一切截面，不論各處之面積等與不等，此項電量恆完全相同，蓋在電流經過之導體中無有一處電荷繼續囤積，換言之，即導體內之電荷決不繼長增高故也。試取任意兩截面 q_1 及 q_2 間之一段導體觀之，其自一截面流入此段中之電量恆必在同一時間內悉數自他截面流出。

導體內一截面 q 與電流之方向垂直，設有電流 i 流過此面，則面上每 1 [厘米]² 內之電流為

$$\frac{i}{q} = j. \quad (1)$$

此值稱為電流密度。

命 de 為 dt 時間內流過一導體內一截面之電量，則按上述電流之定義，

$$i = \frac{de}{dt} \quad (2a)$$

應為 1 秒鐘內流過該截面之電量，即為導體內之電流強度。

故強度為 i 之電流在 t 時間內所流過之電量應為

$$e = \int_0^t i dt, \quad (2b)$$

若電流強度 i 為常定則

$$e = it \quad (2c)$$

為流經導體各截面之電量。

電流強度或以靜電單位電荷量之，或以實用單位電荷

[庫侖]量之，故應有兩種之單位。每秒鐘內有一靜電單位電荷流過導體之任一截面者，為一靜電單位之電流。每秒鐘內有一[庫侖]之電量流過各截面者為一實用單位之電流，名之為1[安培]。按靜電單位電荷與[庫侖]之關係 (§240)，應得

$$1 \text{ [安培]} = 3 \cdot 10^9 \text{ 靜電單位電流}$$

自安培導出之單位，常用者為1[毫安培] = 10^{-3} [安培]。

因 i [安培]之電流在 t 秒鐘內移運之電量為 $e = it$ [庫侖]，故1[安培]之電流在1秒鐘內所移運之電量1[庫侖]，亦稱為1[安培]·[秒]。其較大之單位常以1[小時]為時間單位，即[安培][小時] = 3600[安培][秒]，或[庫侖]。

吾人須注意電流流過之金屬導體並不荷電，換言之，若此之導體中各體積元內陰陽電荷之量恆為相等，金屬導體之任何兩點間苟有電壓，例如由於該兩點與一蓄電池之兩個夾子接連而生者，此兩點間之電子即行運動，務欲將此電壓消除而止。在靜電現象中此種作用完成絕迅，但在此處則不然。蓄電池却欲將電壓維持，故電流因之不息。電子固自導體之一端流出，但同時有等數之新電子，即自蓄電池之他一端流入以補其缺。蓄電池之作用恰似一閉合之水管系中之循環唧筒。故電量流動時導體之電荷不變，其全部及其各部均為電的中和，運動之電子所帶之陰電荷成為金屬中固於定位之游子之陽電荷所抵消。電流未通以

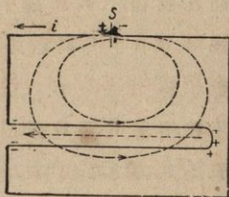
前,不論電子之密度若何,既通之後,電子仍以同一之密度流過導體上各靜止之陽成份之間。非金屬導體之情形通常均不若如此簡單。

若金屬導體系之諸部份電壓不同,且彼此相離頗近,則其情形與上述者稍有不同。此時其作用有如荷電至某電壓之容電器之導片,此等之處常發見電荷(所謂電容作用),例如平行來去之電燈導線即有此項現象。

導體之兩點與電流源之兩個夾子接連時,其間因之發生電壓,導體部即起一電場。電場之形狀視導體之形態而異,有時可錯雜萬分。形式簡單之導線中電場之力線,咸與導線軸平行,導線彎曲時,力線亦隨之彎曲。若導線均勻,截面常定,其長度為 l ,二端間之電壓為 U ,則按§219,其中之電場強度為 $E=U/l$,且與導線若何彎曲無關。驅電子在導線中流動之力即發源於此項電場;因電子荷陰電,故向電壓遞減之方向運動。

電場成立時,經過何種之步驟而方至其最後分佈之情形,頗有足述者。試以第213圖所示之電路為例,尤注意於其導線迴折之部份。電流未通以前,電流源 S 陰陽二極所引起之力線,咸為一種之曲線,自陽極出發,而止於陰極;即在電流初通之一瞬間,電場之分佈尚復若是。此早已成立之電場驅導線中之電子逆電場之正向而運動。於是線圈中電荷之分佈必如第213圖所示。其迴折部份之右邊陽荷

超過陰荷，左邊陰荷超過陽荷。此種之電荷間即有力線發生，自陽荷向陰荷，與原有電場力線之方向適相反，故原有電場因之減弱。迨此新電場將原有電場之一大部份消滅後，此等電荷方不再行囤積。最後終將達一狀態，其迴折部份上半



第 213 圖 線圈中電場分佈
若何演成之說明。

段附近之原有電場幾將消滅，但並不完全消滅，而下半段附近之原有電場則已消滅而有餘。至此始達到電場最後之分佈情形，即電場到處與導線同向，換言之，導線內部之電場方向恆自電池之陽極指向陰極。

吾人往日常以爲電流自陽極出發，而以陽電荷流動之方向爲電流之方向。但實際上陽電荷決不能流動，流動者厥爲電子。故金屬導體中電流之真方向恰與上述者相反。然往日之表向法已成習慣，不易革新，故今仍沿用之。吾人以後仍認電流之方向爲自高電位流至低電位，即自電流源之陽極流至陰極。

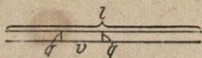
245. 金屬之導電。關於金屬導電之機械作用，吾人不妨先述一簡單之觀念，雖屬粗略，但金屬導電多數之定律皆可藉以說明之。電子受電場之作用後，其穿過金屬之組織而運動也，恰似行於有內摩擦阻力之媒質中，有如微小之物體在空氣中下落者然。前在 §116 中曾述及此等之物體開

始運動後，不久即達一某值之速度，此時正比於速度 V 之摩擦阻力 aV 恰與重力 mg 等量而反向，二力彼此抵消，而物體即以定速下落。電子在金屬中運動時亦有此項情形，惟此處須以電場 E 作用於帶有 e (基元量子, §213) 電荷之電子上之力 eE 代重力 mg ，於是得下列之關係

$$aV = eE, \text{ 或 } V = \frac{e}{a} E \quad (3)$$

(事實上此種之電子在金屬中前進時初未係直線之軌道，每因不斷的與金屬之原子 [或金屬游子] 互相碰撞而屈折前進。此處所謂 V 者僅指速度在電場方向上之分速而言，其值雖時有變遷，但在一長久之時間內，仍可得一常定之平均值 V 。) e/a 一值稱為電子之遷移率；在指定之電場強度 E 下，其值愈大者，電子之速度 V 亦愈大。

於電流流過之導體中，試取其一段而觀之(第214圖)，命



第214圖 關於電流之機械作用。

其長為 l ，截面為 q ，又設其每 [厘米]³ 中有 n 個電子可供運輸電流之用。電子咸自右向左而運動。

在左截面 q 之右方長為 V 之一段導體中共有 nqV 個電子，每秒鐘內恆有此數之電子自左截面向左流出；蓋在左截面 q 之右方而與之相距為 V 之電子當於首秒之末時達此截面，而在其左方之電子則早於此秒終了以前悉數流出。故每秒鐘內流過任一截面之電量，即導

體中電流之強度爲

$$i = n \varepsilon q V. \quad (4)$$

命此長爲 l 之全段導體二端間之電壓爲 U . 按 §219, (8)

式導體中之電場強度爲

$$E = \frac{U}{l}. \quad (5)$$

自 (3), (4), (5) 三式可得

$$i = \frac{n \varepsilon^2}{\alpha} \cdot \frac{q}{l} \cdot U. \quad (6)$$

246. Ohm 氏定律. 電阻. (6) 式所示者即爲 Ohm (1827)

氏定律, 通常以下式表之:

$$i = \frac{U}{R} \quad \text{或} \quad U = iR. \quad (7)$$

R 之值稱爲該導體之電阻. 按 (6), (7) 二式得

$$R = \frac{\alpha}{n \varepsilon^2} \cdot \frac{l}{q} = \rho \frac{l}{q}. \quad (8)$$

電阻由二成份合成. 其第一成份 $\rho = \alpha / n \varepsilon^2$ 爲『物質成份』, 視組成導體之物質而定; 蓋可供運輸電流用之電子數 n 及

阻擋其運動之力(與 α 有關),二者均視導體之質料而異也。其第二成份 l/q 爲『形式成份』,視導體段之幾何的形式而異。吾人稱 ρ 爲導體物質之電阻係數。此爲長 1 [厘米] 截面 1 [厘米]² 之導體物質所具之電阻。電阻係數之倒數稱爲導電係數。若導體之截面 q 各處不盡相同,其電阻可以相當於(8)式之積分計算之

$$R = \rho \int_0^l \frac{dl}{q}. \quad (8a)$$

電阻之單位在實用制中爲 1 [歐姆]。此爲導體二端間之電壓等於 1 [伏特],而其中有電流 1 [安培]流過時之電阻。電阻頗大時,吾人常用一輔助單位 1 [百萬歐姆] = 10^6 [歐姆]。靜電單位之電阻等於 10^9 [歐姆]。

按 Ohm 氏定律,以 $R = U/i$ 之比爲定義之 [歐姆],即所謂絕對歐姆者,與法定之 [歐姆],即所謂國際歐姆者有別,後者爲一截面 1 [毫米]²,長 106,3 [厘米] 之水銀柱在 0° 時之電阻 (參閱 §314)。

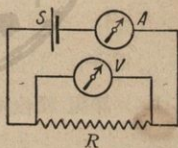
第 22 表中列有數種金屬電阻係數 ρ 之數值,表中附載他種之數值,其意義當待後述之。此外尙列有數種最不良導——實際上認爲絕緣——物質之電阻數值 (其他之數值見 §243 及 255)。

第22表 電阻係數單位為[歐姆]·[厘米]

金 屬	$\rho \cdot 10^4$	$a \cdot 10^3$	λ	$\rho \cdot \lambda \cdot 10^4$	不良導體	ρ
Ag	0,016	+4,1	1,01	0,0162	石板.....	10^8
Cu	0,017	4,3	0,90	0,0153	大理石.....	10^{10}
Zn	0,060	4,2	0,27	0,0162	玻璃.....	$5 \cdot 10^{13}$
Fe	0,086	6,6	0,16	0,0155	石英, 晶軸.....	10^{14}
Pt	0,107	3,92	0,17	0,0228	火漆.....	$8 \cdot 10^{15}$
Bi	1,20	4,5	0,019	0,0182	石英, ⊥ 晶軸.....	$3 \cdot 10^{16}$
錳銅(Manganin)...	0,43	±0,02	—	—	雲母.....	$5 \cdot 10^{16}$
康銅(Konstantan)	0,50	±0,05	0,027	0,0270	石英玻璃.....	$> 5 \cdot 10^{18}$

讀者幸注意,石英為各向異性之物質,其電阻之值視方向而異. 表中所列關於金屬之數值 $\rho \cdot 10^4$ 恰為一1[米]長1[毫米]²截面之金屬線之電阻.

欲證明 Ohm 氏之定律以及測量電阻之數值時,可用第215圖所示之接線法⁽¹⁾. 用電動勢不同之電流源,可使電阻 R 兩端之電壓亦隨之而異. 導體之電阻,即 $U/i=R$ 之比,恆為同值,可從此測定之(所謂 Ohm



第215圖 Ohm 氏定律之證明及電阻之測定.
 S = 電流源, A = 電流計,
 V = 電壓計, R = 電阻.

(1) 接線法簡圖中常用下列之符號:
 ⊙ 電流計或電壓計. || 蓄電池或他種常定之電流源.
 ~~~ 導體有顯著之電阻者.      — 導體,電阻頗小,可以略去者(導線接連).

氏法)。(舉行此實驗時,須注意電阻  $R$  當較電流源之內電阻爲大,且導體不可顯著的發熱;參閱 §255 及 258.)

247. 金屬中電荷流動之速度. 如一導體突然受有電壓,則推電子運動之電場立即在導體內傳播,其速度與光之傳播速度 (§327) 同. 實際上電路一通,導體之各部份即時發生電流. 但電子在導體中運動之速度,即真正之電流速度,則十分遲慢. (使液體在管中流動之原動作用——引導液流之壓力波——在液體中以聲之速度傳播,但液流之速度則完全受制於其他之原因,且遠較聲速爲小.)

電子速度之數量級可自下述之估計而得其大概. 在一截面爲  $1$  [毫米]<sup>2</sup> 之銀線中設有一電流  $1$  [安培] =  $1$  [庫侖]/[秒]流過. 如僅欲計算其數量級,吾人可假定每一銀原子上附有一「導電電子」. 於是每  $1$  [厘米]<sup>3</sup> 中約有  $n = 5.9 \cdot 10^{22}$  個導電之電子,蓋單位體積中約有此數之銀原子也. 以  $\epsilon = 4.79_4 \cdot 10^{-10}$  靜電單位 =  $1.59_8 \cdot 10^{-19}$  [庫侖]之值代入(4)式 (§245), 即得

$$v = 0.0106 \text{ [厘米]/[秒]} \text{ 或約爲 } \frac{1}{100} \text{ [厘米]/[秒]}.$$

248. Wiedemann-Franz 二氏定律. 金屬之電阻係數  $\rho$ , 或其倒數導電係數  $1/\rho$ , 與金屬之導熱係數  $\lambda$  二者間每有密切之關係. 在第 22 表 (§246) 中除電阻係數外,尚列有金屬之導熱係數. 自表中可見許多金屬  $\rho \cdot \lambda$  之相乘積,即  $\lambda : 1/\rho$



之比,在同一溫度時約爲同值 (Wiedemann 與 Franz 二氏之定律). 以是知金屬之導熱係數與導電係數二者彼此幾成正比. 此蓋因金屬之導熱亦基於自由電子之運動,與導電之情形相同故也. 在此二種情形中所謂傳導性者皆電子之運動而已.

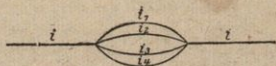
**249. Kirchhoff 氏定理 (定則).** 在一導體系中,欲計算電流及電壓之情形時,可用 Kirchhoff 氏之二定理:

**Kirchhoff 氏第一定理.** 向導體系中任一點流入電流之和恆等於自此點流出電流之和. 遇有電流支路時,即三條或三條以上之支路集合於一點時,此理尤屬重要. 試以第 216 圖所示者爲例. 在此例中  $i = i_1 + i_2 + i_3 + i_4$ . 命向分支點流入之正電流之符號爲正,自此點流出之正電流之符號爲負,則 Kirchhoff 氏第一定理可寫成下式

$$\Sigma i_k = 0 \quad (9)$$

其中  $i_k$  表各電路中之電流.

在電流經過之導體系中,無有一處電荷繼續囤積者,故自導體系中一點流出之電量



第 216 圖 電流分支.

必等於同時間向該點流入之電量. Kirchhoff 氏第一定理乃爲當然之結果.

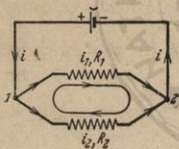
**Kirchhoff 氏第二定理.** 命  $R_k$  爲一導體系中任一部份之電阻,  $i_k$  爲流過該部份之電流. 在導體系中任意取一自

成閉合之電路，則該電路各部份  $i_k R_k$  相乘積之和，或各部份電壓  $U_k$  之和，恆等於該電路中所有電動勢  $E$  之和；此對於全系而言亦為合理

$$\Sigma E = \Sigma i_k R_k = \Sigma U_k. \quad (10)$$

計算各部份電壓之和時，可於導體中任取一點為起點，自此出發，吾人設想經一閉合之路線而仍返至起點。遇有支路時可任取其一，且於計算其他閉合電路時，同一之支路不妨重取數次。各閉合電路中任一段之方向如與正電流之流向相同，則該部份上  $i_k R_k$  之相乘積即為正，相反者為負。

此處可順便預行申明 Kirchhoff 氏定理亦可應用之於



第217圖 Kirchhoff 氏第二定律之說明。

交流電流，惟計算其各部份電壓之和時，除  $i_k R_k$  外尚須加入其中所有容電器之電壓。

自 Kirchhoff 氏第二定理，可得

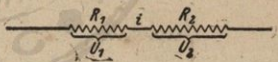
一關於電動勢觀念準確之定義。

一閉合之導體系中苟有一電流源

存在，其電動勢恆等於導體系中各部份電壓之和，故亦可以電壓之單位量之；在實用制中，此單位為[伏特]。但若所取之閉合電路中不含電動勢 ( $E=0$ )，則按諸定理，此導體系中電壓之和為零。第217圖所示者即為其一例。試取圖中 1 與 2 兩點間由  $R_1$  及  $R_2$  二電阻所成之閉合電路觀之。因有電流源  $S$ ，故有電流入  $R_1$  及  $R_2$ ，但在此所取之電路本身

中固未嘗有電動勢存在也。吾人設想自 1 點出發，依順時針之方向繞行各部份之導體一週，經過  $R_1$  時與  $i_1$  同向，經過  $R_2$  時與  $i_2$  反向，故得  $i_1 R_1 - i_2 R_2 = 0$ ，或  $i_1 R_1 = i_2 R_2$ ；此式所表之關係亦可自 Ohm 氏定律導出，當於 §250 述之。若略去電流源之內電阻 (§258)，以 Kirchoff 氏第二定理應用之於第 217 圖所示全組之導體，亦可得相同之結果。因自 1 點至 2 點時，或取電阻  $R_1$  或取電阻  $R_2$  均無不可，故設想自 1 點出發，依電流之方向，經過電流源  $S$ ，繞行全導體系各一週後，吾人可得  $E = i_1 R_1$  及  $E = i_2 R_2$ 。

**250. 導體之串聯及並聯。電壓分段法。** 將電阻  $R_1$  及  $R_2$  之二導體互相接連，使成一串狀 (第 218 圖)。其兩端間設有電壓  $U$ ，則其中即有電流流過。按 Kirchoff 氏第一定理，二導體中之電流強度之應為相等。命此導體系之總電阻為  $R$ ， $R_1$  兩端間及  $R_2$  兩端間之分電壓各為  $U_1$  及  $U_2$ 。先以 Ohm 氏定律應用於全導體系，然後應用於其各部，得



第 218 圖 串聯。電壓分段。

$$U = iR, \quad U_1 = iR_1, \quad U_2 = iR_2,$$

又知

$$U = U_1 + U_2.$$

自上數式，以簡單之計算，即得

$$R = R_1 + R_2 \quad (11)$$



及

$$U_1 : U_2 = R_1 : R_2 \quad (12)$$

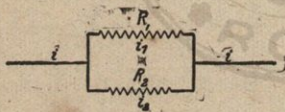
$$\text{且得 } U_1 = U \frac{R_1}{R_1 + R_2} = U \frac{R_1}{R}, \text{ 及 } U_2 = U \frac{R_2}{R_1 + R_2} = U \frac{R_2}{R}. \quad (13)$$

故二電阻串聯後之總電阻等於二電阻之和。而其分電阻兩端之分電壓正比於各該電阻之值。分電壓對於總電壓  $U$  之關係與分電阻對於總電阻  $R$  之關係相同。如將二個以上之電阻  $R_k$  串聯，吾人不難示明其情形亦與此無異。故就普遍之串聯接法言之，應得

$$R = \sum R_k \quad (11a)$$

$$U_k = \sum \frac{R_k}{R} U. \quad (13a)$$

今再述電阻  $R_1$  及  $R_2$  之二導體連成電流支路時之情形



第 219 圖 並聯。

(第 219 圖)。支路兩端之電壓為  $U$ ，未至分支點以前導線中之電流強度為  $i$ ，二支路中之電流強度各為  $i_1$  及  $i_2$ 。於是

按 Kirchhoff 氏第一定理

$$i = i_1 + i_2.$$

命由二支路合成之導體系之電阻為  $R$ 。以 Ohm 氏定律先應用於此導體系，再應用於各支路，得

$$U = iR = (i_1 + i_2)R, \quad U = i_1 R_1 = i_2 R_2.$$

從此直接可得

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad \text{或} \quad R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (14)$$

及  $i_1 : i_2 = R_2 : R_1$  (15)

故二導體並聯後其電阻之倒數等於各支路電阻倒數之和。二個以上之導體  $R_k$  並聯時，則

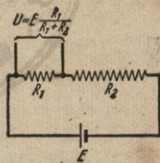
$$\frac{1}{R} = \sum \frac{1}{R_k} \quad (14a)$$

自(15)式可知二導體聯成電流支路時，其各支路中之電流反比於各該支路之電阻。

自(13)式可得一重要之應用，即電壓分段法(電位計接線法)是。吾人有時輒欲採用一頗低之電壓，而可以供用之電動勢每嫌太高，不能直接使用。例

如今日迄未覓得電動勢常定可靠之電流源，其電動勢之數量級在 1 [伏特] 以下者。於是吾人可用第

220 圖所示之接線法，其中二電阻  $R_1$  及  $R_2$  之值可任意變換，務使  $R_1$



第 220 圖 電壓分段法。

兩端之分電壓合於所需之值而止。此時  $R_1$  之兩端可視作一電流源之兩個夾子，此電流源之電動勢即為吾人所需者。

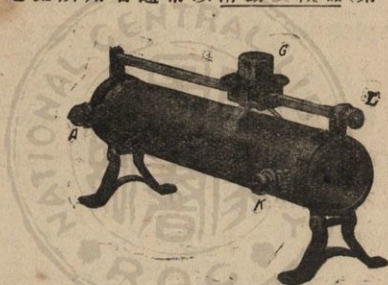
251. 變阻器。凡儀器之構造，其重要部份在於電阻而其應用即在其電阻者，統稱曰變阻器。其電阻每可任意變

換，變換之值不難量出，通常且將其值標明於器上，俾可直接讀出。此種變阻器最要之應用大致如下：

1. 接於電路中，逐漸變換其電阻之值，務使電流強度達於所需之值，故可作調節電流之用。

2. 測定未知電阻時用以作為比較之標準，且可作其他測量法之用。

調節電流所用者通常以滑動變阻器(第221圖)為多。



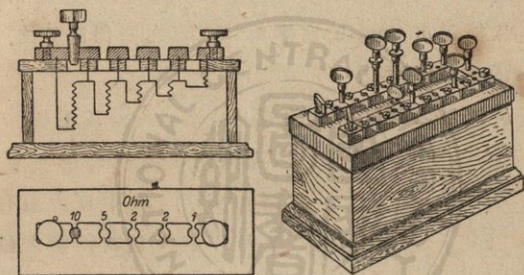
第 221 圖 滑動變阻器。

以電阻之導線繞成一螺線管，一滑動子 $G$ 可沿此移動，因之其導線之接入電路中之部份可多可少，而電阻即隨之增減，此滑動變阻器構造之原理也。此種之變阻器最佳者皆用錳銅線繞於石板或瓷管上而成。以導線之一端 $A$ (或 $K$ )及載滑動子之金屬滑桿 $L$ 二者與外電路相接。移動滑動子之位置，可任令若干圈數之導線圈接入電路之中；故電阻之變換非為連續的，而為一圈一圈增減者。 $A$ 與 $K$ 兩夾子間設



有電壓  $U$ , 則  $A$  與  $L$  間之電壓將隨滑動子  $G$  之滑動而變, 其值究為  $U$  之幾分之幾, 每視  $G$  之位置而定(電壓分段法, §250).

作為比較未知電阻之標準者, 吾人常用插頭變阻器(精密電阻箱). 此為一密閉之箱, 其面上之板為硬橡膠所製, 板之下面附有以錳銅線捲成之螺線管多個, 用作電阻 (第 222



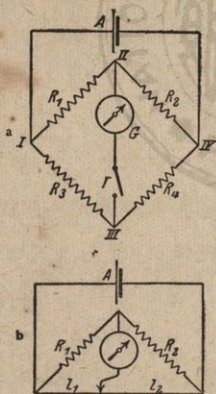
第 222 圖 插頭變阻器。

圖). 各管電阻之值通常亦按砝碼之值而分段 (0, 1, 0, 2, 0, 2, 0, 5; 1, 2, 2, 5; 10, 20, 20, 50; 100, 200, 200, 500 [歐姆] 等等; 亦有用 1, 2, 3, 4 [歐姆] 等等者). 各管電阻線之二端接至膠板上面之黃銅塊, 每連續二電阻之一端同接於同一之黃銅塊. 此等之黃銅塊各各相離稍許, 可以黃銅插頭連接之. 試命電流由此一串黃銅塊之一端流入, 自他端流出, 苟黃銅塊間無一插頭插入, 則電流將一一流經此變阻器之全部電阻. 變阻器之全部電阻等於其中所有各管電阻之和. 若某二銅塊

間有一插頭插入，則因插頭為良導體，且因其截面之大，幾無電阻，故該處之總電流悉經插頭而過，一似該二銅塊間之電阻並未存在者然。該電阻之兩端蓋已另有“捷路”可通。僅插頭未插入處之電阻方為有效。

252. 電阻之測量。欲直接測定一導體之電阻，可先以電流計測出流過導體之電流，再以電壓計測出其兩端間之電壓，然後選用 Ohm 氏定律由  $R=U/i$  之關係計算之。其連之法已見第 215 圖中。

最常用之電阻測量法皆用 Wheatstone 氏電橋。  $R_1, R_2,$



第 223 圖 用 Wheatstone

氏電橋接線法以測量電阻。

$R_3, R_4$  四電阻彼此接連如第 223 圖 a 所示。其中至少須有一電阻可以變換，且其變換之值可以量出者。相對之兩點 (II, III) 間接一靈敏之電流計  $G$ 。其他兩點 (I, IV) 間則接以蓄電池或乾電池  $A$ 。於電流計所在之一支路，即所謂『橋』者之導線中，另接一電鑰  $T$ ，以司啓閉，庶此段電路上之電流可於極短時間內一通即斷。

電流計支路接通時，通常即有電流經過，可自電流計之示度

以知之，蓋此路導線之兩端(II, III)電位不同，其間之電壓不等於零也。但若變換電阻之值，至少變換此四者之一，吾人終可使此電壓爲零。於是電流計支路中無有電流；任意啓閉電鑰，電流計（此處即用作所謂『消盡法儀器』）中始終不見示度。（電鑰之用，在初時僅使電流計支路於一極短時間內一通即斷，以防四電阻尙未配置平衡以前，或有過強之電流流入此精密之儀器，致遭損壞。苟最終之永久位置與零點位置相差極微，察覺不易，則吾人將其瞬間接連，一閉立啓，而由電流計指針之急牽以判斷之。若將此電鑰移置於接至電流源之一段導線中，則電阻之一部份中或將顯示自感作用（§333）之擾亂，今之所以置於此支路中者，蓋欲防止此項擾亂作用之發生也。）

電鑰閉合後，苟電流計中無電流通過，則按 Kirchhoff 氏第一定理，在  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  及  $R_4$  四電阻導線中流過之分電流  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $i_3$  及  $i_4$  間應有  $i_1=i_2$ ,  $i_3=i_4$  之關係。吾人設想自  $I$  出發，經 II 與 III，而仍返至  $I$ ，沿左邊之支路繞行一週，則按 Kirchhoff 氏第二定理， $i_1 R_1 - i_3 R_3 = 0$ 。同理繞行右邊之支路一週， $i_2 R_2 - i_4 R_4 = i_1 R_2 - i_3 R_4 = 0$ ，或

$$i_1 R_1 = i_3 R_3, \quad i_1 R_2 = i_3 R_4.$$

此二式彼此相除，即得

$$R_1 : R_2 = R_3 : R_4$$

若其中有三電阻爲已知，則其第四者即可由計算而得。



例如欲測  $R_1$  時，祇須已知與  $R_1$  相連之任一電阻之值如  $R_2$  及其他二者之比  $R_3/R_4$ ，即可由上式計算之。

精密測量電阻時，吾人常以一箱或數箱之插頭變阻器以爲比較電阻之用。若不需十分精確，則可用滑線電橋。此爲緊張之錳銅線，旁附[毫米]之刻度尺，一金屬刀口橫跨於線上而可沿之滑動，另有一導線自刀口接至電流計（第 223 圖 b）。刀口將錳銅線分爲二段，其長度各爲  $l_1$  與  $l_2$  相當於電阻  $R_3$  與  $R_4$ 。以  $R_2$  爲插頭變阻箱， $R_1$  爲欲測之電阻。如電流計無示度時（此可將刀口徐徐滑動以圖之），則  $R_1 = R_2 \cdot R_3/R_4$ 。假定錳銅線爲均勻的，到處截面相同，性質相同，則其爲金屬刀口所界成之二段電阻之比  $R_3/R_4$  必等於其長度之比，於是  $R_1 = R_2 \frac{l_1}{l_2}$ 。

在 Wheatstone 氏電橋之接線法中，電流源與電流計之位置可以互易。但通常其靈敏度每因之改變。至於何種接法爲佳，則視各次實測時之情形而異。

Wheatstone 氏法之優點在無需刻度之電流計或電壓計，而於用滑線電橋之外，僅需一箱之插頭變阻器已足敷用，其便孰甚。

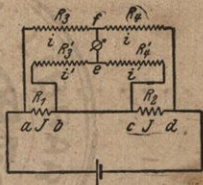
第 223 圖 a 或 b 所示之簡單接線法，僅當欲作比較之諸電阻均遠較連接之諸導線之電阻爲大時方可應用，蓋此時二方面相差懸殊，後者之電阻可以捨棄不計也。欲測頗小之電阻，可用 Thomson 氏之電橋；原理與上述者相同，惟接線

法稍較複雜。其線路以第224圖示之。a, b, c, d四分支點處之分支線須密接於 $R_1$ 與 $R_2$ 之兩端，此二者即欲作比較之二小電阻是也。變換 $R_3, R_4$ 與 $R_3', R_4'$ 四電阻，直待至 $R_3 : R_3' = R_4 : R_4'$ ，且同時電流計G中無電流為止。G中既無電流通過，則流過 $R_1$ 與 $R_2, R_3$ 與 $R_4$ ，以及 $R_3'$ 與 $R_4'$ 三對電阻中之電流對對各自相等，茲順次以 $J, i$ 及 $i'$ 表之。

吾人試設想自a點出發，經過b, e, f仍返a點，繞左邊之支路一週。按Kirchhoff氏第二定理，得 $JR_1 + i'R_3 - iR_3 = 0$ ，同理繞右邊之支路一週，得 $JR_2 + i'R_4 - iR_4 = 0$ ，或

$$JR_1 = R_3(i - i' \frac{R_3'}{R_3}),$$

$$JR_2 = R_4(i - i' \frac{R_4'}{R_4}).$$



第224圖 Thomson氏

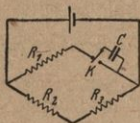
電橋接線法。

但吾人前在調節電阻時，已注意務使 $R_3/R_3' = R_4/R_4'$ ，故此二式括弧中之值彼此相等。二式相除，仍得

$$R_1 : R_2 = R_3 : R_4,$$

與Wheatstone氏電橋法所得之結果同。接連b與c二點間導線之電阻有時頗較 $R_1$ 及 $R_2$ 為大，但計算時可完全無涉。 $R_3, R_3', R_4, R_4'$ 四電阻須擇其為值頗大者，庶其接連導線之電阻可略去不計。

253. 電橋測量電容法. Wheatstone 氏電橋又可用以測定電容量. 此處僅述 Maxwell 氏法一種, 其他之接線法 (§380) 茲姑從略. 電橋之四電阻中任去其一, 而代以擺式電鎗



第225圖 Maxwell 氏  
電容測定法.

$K$  及欲測之電容  $C$ , 其接線法如第225圖所示. 此電鎗來回擺動於該支路導線中斷之二端間, 每秒鐘內往復  $n$  次. 該支路兩端間之電壓為  $U$ . 容電器每秒鐘內荷電  $n$  次, 其每次所得之電壓

為  $U$ , 而電荷為  $e = CU$ ; 惟每次荷電後, 仍經捷路而放電. 故每秒鐘內共有  $ne = nCU$  之電量自導線流入器中. 此即相當於一電流流過此支路, 其平均之強度為  $i = ne = nCU$ . 吾人試純就計算式觀之, 以  $1/nC = R$  代入上式, 則上式  $i$  與  $U$  間之關係恰合於 Ohm 氏定律. 故電容為  $C$  之容電器, 每秒鐘內荷電放電  $n$  次者, 其作用相當於一電阻  $1/nC$ . 調節第225圖接線法中所示之其餘三電阻, 使電流計支路中無電流. 此時將擺式電鎗及容電器撤去, 另易以可變電阻  $R$ , 調節之, 仍使平衡如前. 最後  $R$  之值即等於  $1/nC$ .  $R$  既已測得, 若  $n$  又為已知, 則電容  $C$  之值即可從此計算.

254. Johnsen-Rahbek 二氏效應. 二氏之效應, 亦稱電附着力, 乃係由於電流流過之導體中電壓之遞降而生. 取一不良導體(半導體, 例如石印術所用之石板)之平板, 一面敷



以金屬之箔，而將其他面平臥於一金屬板上。此二金屬層之間，施以 220 [伏特] (尋常電燈) 之電壓，則金屬板即堅附於半導體上，其附着力且頗大。此效應可說明之如下：石板之下面不免稍有不平，故其與金屬板相觸者，僅不過數點 (A, B, 第 226 圖)，於是電流即由此流過。惟此電流甚為微弱，其在



第 226 圖 Johnson-Rahbek 二氏效應略圖。

半導體中流過之軌道約如第 226 圖所示。220 [伏特] 之電壓將悉沿此種之“流線”而直降至 0。故半導體之下面有數點，如 C 點，對於其下方之金屬板間有頗強之電壓。該處之半導體面與金屬板面相離極近，成一容電器，其二片間距離頗小，電壓之數量級可達 100 [伏特]，於是兩片即以頗強之力互相吸引 (§233)。此項效應在工業上亦頗屬重要 (例如電報替續器之製造亦基此理)。

255. 電阻之溫度係數。超導性。試以 Wheatstone 氏電橋測一鐵線之電阻，若將鐵線熱以火燄，則其電阻即因之變更。金屬導體之電阻每隨溫度而變，溫度上昇，其值漸增。例如銅之電阻在  $500^{\circ}$  時約較在  $0^{\circ}$  時增加 1.4 倍，而在  $-190^{\circ}$  時僅及  $0^{\circ}$  時之  $1/10$ 。

以蓄電池數個，金屬絲電燈一，適度精密之電流計一，連成一電路，以示電阻隨溫度變更之現象，頗見顯明。電流通時，燈絲之電阻尚小，故電流計之示度頗大，其後燈絲之溫度漸高 (§260)，示度漸小，是知電流流過後燈絲之電阻較大於未有電流之時。若用炭絲燈則適與此相反。溫度漸昇，炭絲之電阻漸降——至少在溫度開始上昇時為然。金屬絲電燈在初通電流時立即明亮如常，而炭絲電燈須待通電後稍過片刻(約一秒之幾分)方顯其全部之光耀，是故也。取光強相等之金屬絲及炭絲電燈各一而並聯之，同時通以電流，此項現象尤易觀察。

在尋常溫度  $t$  之範圍以內，金屬電阻之變更大概合於下式

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad (16)$$

式中  $R_0$  為  $0^\circ\text{C}$ . 時之電阻。若溫度變化之範圍不大，則  $\alpha$  幾為一常數。就尋常溫度範圍內之金屬言之，其數值 (§246, 第22表) 之數量級為  $4 \cdot 101^{-3} = 1/250$ ，約與理想氣體之膨脹係數  $1/273$  (§163) 相埒。故在尋常溫度內金屬電阻之值約略正比於絕對溫度。 $\alpha$  稱為電阻之溫度係數。亦有數種物質，其溫度係數為負值者，溫度漸昇，電阻漸減，如上述炭絲電燈中之炭即為其一例。在高溫度之範圍內，簡單之(16)式即感不足， $\alpha$  尚須為溫度之函數。

錳銅 (Manganin) 及康銅 (Konstantan) 二種合金之溫度

係數，皆遠較純粹之金屬爲小。欲製精密可靠之電阻，錳銅尤見優良。

電阻所以隨溫度漸增之理由，至少在性質上可以前在 §245 中所述之觀念說明之。溫度愈高，金屬原子之熱運動愈烈，則電子運動時所受之阻力亦自必愈強。

電阻隨溫度而變之現象應用頗多，電阻溫度計即爲其一例。此爲一鉑質螺旋細絲，裹埋於石英中而熔入石英管之一端。以此電阻接入 Wheatstone 氏電橋，而測其值，苟鉑絲之電阻溫度係數爲已知，則鉑絲之溫度即可從此計算。

有時以螺旋鐵絲密閉於一滿注氫氣之玻璃管中，而將其接入一電路內，以抵制電流強度使不得超過一定值。電流增強時，鐵絲即因之加熱。初時其電阻僅緩緩漸增；其後溫度再行上昇，電阻增加極速，蓋此時鐵之溫度係數已非常巨大，其增加率較溫度爲速也。導線兩端間之電壓增加時，其絕大一部分之作用每因導線中電阻之增加而抵消，故電流之增強遠較電壓爲緩。（氫之作用，在阻止鐵絲之氧化而免焚毀，蓋鐵固良於導熱者也。）

溫度頗低時，金屬之電阻非常微小。有數種之金屬將近絕對零度 (§155) 時，竟現特殊之狀況，即其電阻竟完全消滅。此種特性稱爲超導性 (Kamerlingh Onnes 氏, 1911)。各金屬開始蹈入此超導性狀態時之溫度，視各金屬而異，各有一定，亦各不相同。此項溫度稱爲飛躍溫度 (Sprungtemperatur)。



第23表 飛躍溫度

| Ga   | Th    | Ti    | Tl    | In    | Sn    | Hg    | Ta    | Pb    | Nb    |
|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 1,1° | 1,43° | 1,77° | 2,49° | 3,40° | 3,71° | 4,12° | 4,36° | 7,26° | 8,40° |

絕對溫度

尚有數種之炭化物及硝化物亦現超導性。關於超導性今日尚無確切之說明；誠欲說明之，恐非基於量子論(第三十三章)不為功也。

**256. 固體中之電解傳導。** 金屬之導電乃係基於其中所含電子之運動，但在其他某種之固態物質，尤如許多之鹽類中，其物質之游子，即原子之帶有一個或多個之基元電量子 $e$ 者，亦可充作電荷子。此種之導電法，原子本身確在移運者，稱為電解傳導(參閱§265)。

高溫度之玻璃即為有此種現象之一例。試取一玻璃管，以紫銅導線二，各由管之一端盤繞於管身數次，及至中央，相隔約 $1/2$ [厘米]而止。二導線之他端則經一電燈而接至強電流源之二極(110或220[伏特]，直流或交流均可)。以火燄加熱二導線端間之玻璃管。經一短時間後，在玻管尚未紅熾以前，吾人已可見二導線端之間有白色之電花發生；同時電燈開始發光，初頗微弱，後漸明亮。玻璃管內既有電流流過，管身即隨之加熱，漸見紅熾，此時縱將火燄撤去，電流並不立時停止。電流通過一相當時間後，通常玻璃管即因之融解。

Warburg 氏曾示明可用電解方法使鈉透入玻璃。利

用此項現象，可將完全純粹之鈉導入一抽去空氣之玻璃器中（作某種電學及光學研究時用之）。盤內盛以融解之鈉鹽（智利硝石，有導電性），而以玻璃器之下底浸入其中，將鈉鹽及玻璃器浸於其中之部份加熱，約至  $300^{\circ}$ 。以高壓電流源之陽極接連至鹽內，陰極接至玻璃器裏面之金屬電極。於是在金屬電極與玻璃壁熾熱處——作為第二電極者——之間即有電流通過（輝光放電 §290），此時溫度頗高，玻璃已能導電，故電流可穿越而過。此處陽電荷子存在於玻璃（最重要之成份為矽酸鈉）內所含之鈉游子中。此種游子漸向玻璃器之內面移動，而金屬性之鈉即因之析出，附着於器壁之內面。融鹽之中發生鈉之新游子以補玻璃內之不足，故玻璃之成份初不稍變。（試比較  $\text{CuSO}_4$  溶液中用  $\text{Cu}$  陽極時與此完全相似之導電情形，§270。）有所謂 Nernst 氏燈者，其發光之部份為稀有土族之化合物所成，其導電作用亦屬電解性。

電流極強時，金屬中亦見微弱之電解傳導現象。

**257. 導體之特性曲線。** 試作導體中電流強度  $i$  為電壓  $U$  之函數之圖，吾人可得一曲線，稱為導體之特性曲線。若 Ohm 氏定律為絕對合理，即  $R$  為一常數者，此曲線為一直線。但任何之導體每有電流經過時，恆必因之加熱，其電阻至少間接的為電流之函數，即  $R=R(i)$ ，故從此可知特性曲線事實上從未有為直線者。有許多導體之電阻初無關乎溫

度,而已自成爲  $i$  之函數者;此種導體中電荷子之個數必視電流之強度而異. 游離之氣體即屬此例 (§286). 故 Ohm 氏定律之普遍式當寫作

$$U = iR(i). \quad (17)$$

特性曲線方程式微分商  $dU/di$  之值或爲正或爲負,吾人輒別之爲上昇或下降之特性曲線. 普遍言之,

$$\frac{dU}{di} = R(i) + i \frac{dR(i)}{di} \quad (18)$$

事實上確有數種之情形,其  $R(i)$  之函數具有某種之形式,當電流強度  $i$  足夠高強時,  $dU/di$  之值可爲負數者.

具有下降特性曲線之導體中所見之狀態恆不爲穩定. 電流偶或稍增,即足使其電阻因之下降. 於是電流益增,電阻愈降;其時祇須電路中其他部份之電阻可以容許電流繼續增加者,則二者互爲因果,電流可上昇不已.

258. 電流源之內電阻. 電流源之串聯與並聯. 在一包含電流源(蓄電池或單電池等)之電路中,電流不僅流過其中之各導體,且亦流過電流源之本身. 電流在電路中必通流不斷. 在電流源以內,電流自陰極流向陽極,而在電流源以外,則自陽極流向陰極(此爲陽電流之方向! §244). 故計算電路中之電流強度時,非特電流源以外之導體有電阻  $R_0$ , 電流源本身中亦有內電阻  $R_i$ . 命電流源之電動勢爲  $E$ , 電路中之電流爲  $i$ . 按 Kirchhoff 氏第二定理



$$E = i(R_a + R_i) = U_a + U_i, \text{ 或 } i = \frac{E}{R_a + R_i} \quad (19)$$

於是更得

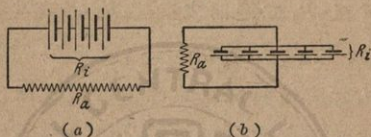
$$U_a = E \frac{R_a}{R_a + R_i} \quad U_i = E \frac{R_i}{R_a + R_i} \quad (20)$$

故知外電阻  $R_a$  二端間之電壓  $U_a$  恆較電流源之電動勢為小，但  $R_i$  較  $R_a$  愈小時，二者之值愈相近。若  $R_i \ll R_a$ ，則  $U_a = E$ 。因  $U_a$  為有擔負之電流源兩個夾子間之電壓，故亦稱為有擔負電流源之夾子電壓。外電阻頗大時，此即等於電流源之電動勢。故電動勢可以一電阻頗大之電壓計測之。除此情形以外，夾子電壓恆小於電動勢。電流自電流源流出後，電路中恆有一部份之電壓降落，即電流源內之  $U_i$  是。吾人可見在一般情形中，電流源之內電阻  $R_i$  在可能範圍內以愈小者為愈佳。蓄電池勝於舊式之單電池，此即其一種原因也。

電流源之兩個夾子間為頗小之電阻 ( $R_a \ll R_i$ ) 連接時，吾人稱此電路為捷路。自(19)式可知此時電流強度之值為  $i = E/R_i$ 。此為自電流源所能流出最強之電流，未有更強於此者矣。但其擔負之值須遠小於此，電流源方不致蒙受損壞。例如一蓄電池之內電阻  $R_i$  約為 0.02 [歐姆]，其擔負不得超過 3 [安培]。電動勢  $E$  約為 2 [伏特]，電流取捷路時，其強度可達 100 [安培]，蓄電池將立見損壞。

取用電流時，若有許多同類之電流源可供應用，其接連之法究以何者為最佳，庶得在可能範圍內產生最強之電流，則須視各時之情形而定。今設有  $n$  個相同之電流源，其內電阻皆為  $R_i$ ，電動勢皆為  $E$ 。

1. 將所有之電流源聯成一串(第227圖 a)。若此所成之



第227圖 電流源之串聯(a)及並聯(b)。

『電池組』之電動勢等於  $nE$ ，其總內電阻等於  $nR_i$ ，故電流強度為  $i = nE / (nR_i + R_a)$ 。若  $R_a \gg nR_i$ ，則電流強度幾與  $nE / R_a$  相等，於是  $n$  個電流源串聯後之作用幾為單個電流源之  $n$  倍。若  $R_a \ll nR_i$ ，則電流強度頗近似於  $i = E / R_i$ ，與  $n$  幾將無涉。遇此種情形時，多數電流之串聯實毫無裨益。故僅當外電阻遠較內電阻為大時，方用串聯法。

2. 將  $n$  個相同之電流源並行相聯(第227圖 b)。此時電池組之電動勢  $E$  與單個電流源之值相等，而其總內電阻為  $(\S 250) R_i / n$ 。故電流強度為  $i = E / (R_i / n + R_a)$ 。若  $R_a \gg R_i / n$ ，則  $i$  幾與  $E / R_a$  相等，與電流源之個數  $n$  無關。但若  $R_a \ll R_i$ ，則  $i = nE / R_i$ ，無關於  $R_a$ ，而正比於並聯之電流源之個數。故外電阻頗小而需用大量之電流時，可用並聯法。

$n$  個之電流源自可另用他法接連(一部份並聯,一部份串聯)。從簡單之計算,知任何之接法,其電池組之內電阻等於電路之外電阻時,電流為最強。

**259. 支路導體系中電流強度之計算。** 自(19)式 (§258)

可得一有趣之應用,將其推廣至許多情形之中,亦頗見效;今就以下二例一述之。設有一電路如第228圖a所示。電池

組之電動勢為  $E$  (外電阻頗大,電池組之內電阻遠小於此,可以略去,故可視其夾子電壓與其電動勢相等)。

先試計算電阻  $R_1$  中之電流。此自可應用 Ohm 氏定律及 Kirchhoff 氏法

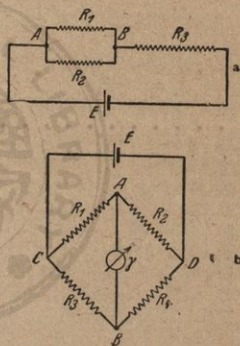
則以求之。但下法可遠較此為簡單。視  $R_1$  兩端之  $A$  點及  $B$  點為一理想的『電流源』之兩個夾子,  $R_1$  中

之電流即可視為由此『電流源』而來。吾人先計算此『電流源』之電動勢  $E'$ 。此電動勢之值自必相當

於一真正之電流源,在外電路尚未接通以前之電壓,即  $A$  與  $B$  二點間尚未以  $R_1$  作為外電阻接連以前之電壓。自 §250,

(13)式,得  $E' = ER_2 / (R_2 + R_3)$ 。外電阻為  $R_a = R_1$ 。計算內電阻時,吾人須注意  $A$  與  $B$  二點—— $R_1$  除外——係由  $R_2$  及  $R_3$  (此

$R_3$  之一支尚連帶有電池組,惟其內電阻略去不計)之二支



第228圖 支路導體系中電流強度之計算。



路所連結。故此『電流源』 $AB$ 之內電阻為並聯之二電阻所成；按 §250, (14) 式，其值為  $R_i = R_2 R_3 / (R_2 + R_3)$ 。以  $E, R_a$  及  $R_i$  之值代入 (19) 式，即得

$$i = \frac{E \frac{R_2}{R_2 + R_3}}{R_1 + \frac{R_2 R_3}{R_2 + R_3}}$$

稍經習用後，可不必再藉各步之推算，而直接將上式寫出，若將  $R_2$  與  $R_1$  對調，則得流過  $R_2$  中之電流。以此法應用於下述較為複雜之例，其優點尤為顯見。試就 Wheatstone 氏電橋接線法 (§252) 觀之。有時常欲計算其電阻尚未平衡以前流過電流計中之電流。此時可視  $A$  與  $B$  兩支點為『電流源』之兩個夾子 (第 228 圖 b)，電流計即接於其間，其電阻為  $\gamma$  [歐姆]。命電池組之電動勢為  $E$ ，今欲計算此理想『電流源』之電動勢。電流計支路未通以前， $A$  與  $C$  二點間之電壓為  $ER_1 / (R_1 + R_2)$ ， $B$  與  $C$  二點間之電壓為  $ER_3 / (R_3 + R_4)$ 。故電流計支路未通以前  $A$  與  $B$  二點間之電壓為  $E[R_1 / (R_1 + R_2) - R_3 / (R_3 + R_4)]$ 。此為『電流源』 $AB$  之『電動勢』。 $R_1, R_2, R_3$  及  $R_4$  四者合成其內電阻，其接合之法如下。 $C$  與  $D$  二點為自電池組接來之導線，成一捷路 (電池組中之內電阻此處仍當略去)，故自  $A$  點出發至此有二電阻  $R_1$  及  $R_2$  並聯。更自此捷路相連之  $C, D$  二點出發至  $B$  點又有二電阻  $R_3$  及  $R_4$  並聯。於是『電流源』 $AB$  之內電阻當為  $R_i = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$

+ $R_3R_4/(R_3+R_4)$ . 外電阻爲電流計之電阻,  $R_a=\gamma$ . 仍用(19)式,即得電流計中之電流強度

$$i = \frac{E\left(\frac{R_1}{R_1+R_2} - \frac{R_3}{R_3+R_4}\right)}{\gamma + \frac{R_1R_2}{R_1+R_2} + \frac{R_3R_4}{R_3+R_4}}$$

此種複雜之式,若以 Ohm 氏定律及 Kirchhoff 氏法則導出之,必遠較上述之方法費時多而手續繁. 惟上法中於計算『電流源』之內電阻時須賴有慎密之思索.

**260. 電流工作. 電流工率.** 一導體之電阻爲  $R$ , 其兩端間之電壓爲  $U$ , 其電流  $i=U/R$  流於其中,則電荷子將不斷的在電壓  $U$  區域內自導體之端移運至他端. 電荷子運動時,若不遇任何阻力,則將加速;命每一電荷子所帶之電荷爲  $\epsilon$ , 其經過導體內全路程後增加之能量當爲  $\epsilon U$ . 事實上電荷子咸受摩擦阻力之作用,平均的咸以定速而運動,其所得之能量即因與導體之分子或原子相撞而授予彼等 (§245),化爲導體分子之熱運動. 命流過導體之總電荷爲  $e$ , 其所得之工作  $A=Ue$ , 即變爲導體之熱能(所謂 Joule 氏熱, 或 電流熱). 於是電流之工率 (§45) 爲  $L=dA/dt=Ude/dt$  但  $de/dt=i$  爲導體中之電流強度 (§244), 因得

$$L=Ui \text{ [爾格]/[秒], 或 [瓦特]}, \quad (21)$$

視  $U$  與  $i$  之單位究爲靜電制抑爲實用制而定(見後).

在  $t$  時間內電流所作之工,按 §45(29)式當爲

$$A = \int_0^t L dt = \int_0^t i U dt [\text{爾格}], \text{或} [\text{瓦特}] \cdot [\text{秒}] \quad (22)$$

若電流強度及電壓均爲常定,吾人可書之爲

$$A = U i t = [\text{爾格}], \text{或} [\text{瓦特}] \cdot [\text{秒}]. \quad (23)$$

此處導出之關係,不僅在固態導體中爲合理,即在其他情形中,祇須電荷子在導體內運動時速度無顯著之加速者皆爲合理,尤以在液導體中者爲然。

用 Ohm 氏定律,更可將上式寫成下列之式:

$$L = U i = \frac{U^2}{R} = i^2 R [\text{爾格}]/[\text{秒}], \text{或} [\text{瓦特}] \quad (24)$$

$$A = \int_0^t U i dt = \int_0^t \frac{U^2}{R} dt = \int_0^t i^2 R dt [\text{爾格}], \text{或} [\text{瓦特}] \cdot [\text{秒}] \quad (25)$$

若電流強度及電壓均爲常定,則

$$A = U i t = \frac{U^2}{R} t = i^2 R t [\text{爾格}], \text{或} [\text{瓦特}] \cdot [\text{秒}]. \quad (26)$$

但  $1 [\text{瓦特}] = 10^7 [\text{爾格}]/[\text{秒}]$ , 而  $1 [\text{瓦特}] \cdot [\text{秒}] = 10^7 [\text{爾格}]$  (§45)

按 §240, 吾人可得

$$1 [\text{伏特}] \times 1 [\text{安培}] = 10^7 [\text{爾格}] = 1 [\text{瓦特}] \cdot [\text{秒}].$$

$1 [\text{瓦特}] \cdot [\text{秒}]$  亦稱爲  $1 [\text{焦耳}]$ .

按 §193,  $1 [\text{瓦特}] \cdot [\text{秒}] = 0.239 [\text{卡}]$ , 故  $t [\text{秒}]$  鐘內導體中所發生之工作,全部化成熱能後,其值爲

$$Q = 0.239 U i t [\text{卡}] \quad (27)$$



自 Kirchhoff 氏定理可得一無支路之閉合電路中電流  $i$  之工率爲

$$L = i^2 \sum R_k = i \sum U_k = E i \text{ [爾格] / [秒], 或 [瓦特].} \quad (28)$$

此 0,239 [卡] 之值稱爲電之熱當量。

工業上 [瓦特]·[秒] 之單位爲值太小, 不便應用, 故測量電工率時, 不用 [瓦特] 而常用 [仟瓦] = 1000 [瓦特], 而工作之單位常用 [仟瓦]·[小時], 卽爲 1 [小時] 內所作之工。於是

$$\begin{aligned} 1 \text{ [仟瓦]·[小時]} &= 1000 \cdot 60 \cdot 60 \text{ [瓦特]·[秒]} \\ &= 3600000 \text{ [瓦特]·[秒]} \\ &= 3,6 \cdot 10^{13} \text{ [爾格]} = 3,67 \cdot 10^5 \text{ [米]·[仟克*]} \\ &= 8,6 \cdot 10^5 \text{ [卡].} \end{aligned}$$

一 [仟瓦] 等於 1,36 (或約爲 4/3) [馬力] (§45)。

**261. 電流熱之應用。** 電流生熱之現象應用頗多。

白熾電燈之中爲一鎢質細絲, 電流通過後, 熾熱而發光。燈泡內之空氣通常須預爲儘量抽盡。亦有多種之燈泡內滿注純粹之氮 (壓力約爲 1/2 大氣壓), 俾其燈絲之電流擔負可以較在真空中時增加, 其效率每可因之倍蓰。利用此法, 電燈之發光效率更可大爲增進 (參閱 §486)。 (氮之用途在強烈遏制高溫時鎢絲之化氣。) 直待纖細之鎢絲製造法發明後, 金屬絲電燈方始採用, 較之往日之炭絲電燈 (以椰子絲燒成炭) 實有非常之進步, 蓋以極難融化之鎢所製之細絲可高度加熱, 遠非炭絲所能及。普通金屬絲電燈光強 (§400) 每一 [燭

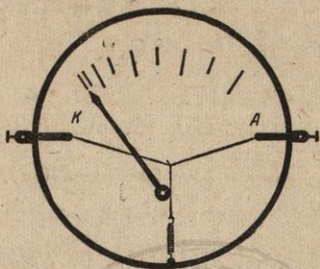
光]約消費能量0,5至1[瓦特]。弧光燈中之電流(電弧 §293)則在兩炭棒間之空氣中流過。其時陽炭棒之放頂端即因之生白熾光亮之陷口,而成強烈之光源。

輝光放電燈(Glimmlichtlampen)之原理非基於 Joule 氏熱,而由於充滿於燈內之氣體(氖或其他氣體)中之放電現象,故生輝光 (§290)。

無線電報或無線電話所用之放大真空管(§394)中,陰極——一緊張之鎢絲——為一電流所通過而熾熱。又常有用 Joule 氏熱以作加熱之用者。電燈導線中之保險絲即為一金屬細絲,電流強度偶或超過某定值時,此絲即因 Joule 氏熱而融解,導線因之中斷,意外之禍得以幸免。

一切情形中,吾人之目的不在利用電流之發熱作用時, Joule 氏熱之出現每使能量消損,非特不合吾人之願望,且殊覺可厭。

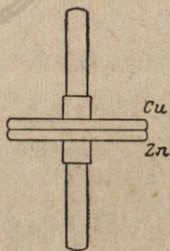
熱線電流計為 Joule 氏熱之一種重要的應用。電流經過一金屬線後,線即發熱,長度因之變更,此項變更可藉任何方法以牽動一指針,使其在一刻度尺上轉動,而流入此儀器中電流之強度即可從此讀出(第 229 圖)。按(24)式線中所生之熱量應正比於  $i^2$ ,而線長之變更亦與之成正比。此與電流之方向,即  $i$  之符號無關,故熱線電流計不僅可用於直流電流,即交流電流(§375)亦可用之。熱線電流計之示度不與電流強度成正比;按上所述,應正比於電流強度之平方。普



第229圖 熱線電流計略圖。(採自Pohl, Elektrizitätslehre)

遍言之，凡電流計之示度正比於  $i^2$  者，直流交流均可應用；正比於  $i$  者，則僅可用以測直流

262. 接觸電壓. 摩擦電. 不同之二金屬相觸後，其間即生電壓。例如以各具絕緣柄之銅鋅二板互相接觸(第230圖)，二者即成一容電器，其兩片間之距離頗小，故電容量頗大，而由於二板間之電壓，使各板帶有顯著之電荷。速將二板分離，驗以靜電計，吾人即見二者各已帶有彼此相異之電荷。此項效應(接觸電壓 Volta 氏效應)為 Volta 氏於 1793 年所發見。



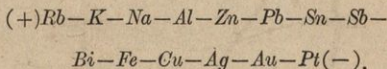
第230圖 金屬接觸電壓之證明。

吾人可將各種金屬列成一種順序，即所謂電勢順序是，



其中任一金屬與其左列之任何金屬相觸時恆荷陰電，而其右列之任何金屬相觸時恆荷陽電。

例如



閉合之電路中若有多數不同之金屬，則其間所生之接觸電壓即可引起電路中之電動勢。但若電路中各部份溫度皆同 (§263)，則其所生電動勢之和又恆為零，而電路中不生電流，例如  $E(Cu-Al) + E(Al-Cu) = 0$ ，或  $E(Cu-Al) = -E(Al-Cu)$  又如  $E(Al-Sn) + E(Sn-Cu) + E(Cu-Al) = 0$ 。

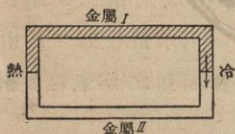
化學性質不同之二物質互相接觸後，一物質之電荷每可轉移至他物質，因亦生接觸電壓；此不僅在金屬為然，即其他一切之物質，雖非導體，亦莫不有此相當之傾向。但非導體中之電荷子束縛頗緊，僅將二體相觸，每不足以驅電荷子使自一物質轉移至他物質。故需更密之接觸，例如將二物質互相摩擦，方能起電。此即為所謂摩擦電之起因，前在第二十一章中已常提及之矣。

吾人所知關於電之現象，以摩擦電為最早，直至十八世紀末葉，他無所知也。上古之時已知摩擦之琥珀 ( $\epsilon\lambda\epsilon\kappa\tau\rho\nu$ ) 可以拾芥。其後於 1600 年時，Gilbert 氏方發見不僅琥珀為然，其他尚有許多物質，亦有同樣之特性。此項現象，氏遂錫名曰電。

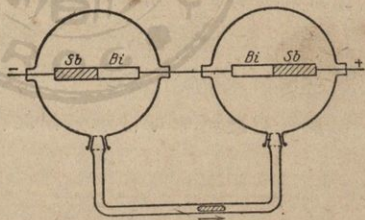
關於摩擦電數量的知識，今日尙無所知。按 Coehn 氏之說，二物質相擦時，介電係數較高者得陽電荷。

有所謂瀑布電者，在某方面觀之，似與摩擦雷之現象相類。水與阻礙物衝撞後即荷陽電，而其周圍之空氣則荷陰電。

**263. 熱電現象。** 在 §262 中，吾人已知二金屬間之接觸電壓與接觸處之溫度有關。試以不同之二金屬條接成一閉合之通路，固鐸其兩個接頭（不必鐸固，僅密切接觸亦可）。若設法使二者之溫度不同，則二處之接觸電壓不復相等，其和不復爲零。金屬中因生繼續不斷之電流，其能量即取給於接觸處輸入之熱量（第 231 圖 a）。此項現象爲 1821 年



第 231 圖 a 熱電效應之說明。



第 231 圖 b Peltier 氏效應之證實。

Seebeck 氏所發見，稱曰熱電或稱熱效應。兩接觸處溫度相差  $1^\circ$  時所生之電動勢稱爲該熱電偶之熱勢 (Thermokraft)。鉍銻偶之值爲最大（每度  $10^{-4}$  [伏特]）。鐵與康銅所成之熱電偶中，其值爲每度  $0,53 \cdot 10^{-4}$  [伏特]。

此類之裝置稱曰熱電偶。其最要之應用在測量溫度。若用極細之金屬線，且其銲接處面積又為頗小，則空間內任一定點之溫度不難藉以測出，其優點遠非水銀溫度計所及，蓋水銀溫度計附有水銀球，僅可用以測出球所佔據之空間內之平均溫度也。且極小之孔隙中之溫度亦可藉熱電偶以測出。熱電偶之熱容量頗小，此又為其另一種之優點。惟其若此，故可自欲測溫度之物體中，僅取一些微之熱量，已足以迅速的示出其值。在實用物理學中熱電偶之應用尤廣（參閱 §467）。

與熱電效應相反者有 Peltier 氏效應(1834)。兩金屬之接頭處苟有電流經過時，視電流之方向，該處或因之加熱，或因之冷卻。苟欲證明，可用第 231 圖 *b* 所示之儀器。電流經過鉍銻偶之二個接頭時，其一生熱，其一冷卻。將二接頭各置於一玻璃球中，球下接以管，管中有一段水銀柱，則二球中之溫度每有變更，即可自水銀柱之移動而知之（空氣溫度計）。



## 第二十三章 液態導體中之電流

264. 純粹液體之導電性. 除液態之金屬及融解之鹽類外,化學性質極純之大多數液體皆為不良導體,其大部份且為非常優美之絕緣體. 有時每因見純粹之液體中稍有微弱之導電性,而疑及液體中或混有他物之殘滓者. 化學的純粹之水為一非常不良導體.

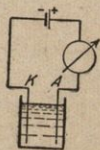
基於前述之理論,知液體之能導電與否,當視其中有無可以自由運動之電荷子(游子,電子)以為斷. 液體之不能導電,即其缺乏此種電荷子之明證.

265. 水溶液之導電性. 電解. 試於洗刷潔淨之玻璃容器中,注以蒸餾水,浸二鉑板  $A$  與  $K$  於其中,以導線經過一

電流計而接至一蓄電池組 (4—10 [伏特],第 232 圖)之兩個夾子. 此時電流計示一微弱之電流,因知水(非為化學的純粹)有微弱之導電性.

試於水中稍加數滴之酸類,或任何鹽類之溶液,則電流突見增加;至濃

度較大時,可達一頗為顯著之值. 以是知水之導電幾全恃其中之溶質. 但一切溶質初不盡然,其能示導體性者,惟酸,鹼,及鹽三類而已;例如溶解之糖絲毫無補於水之導電. 他

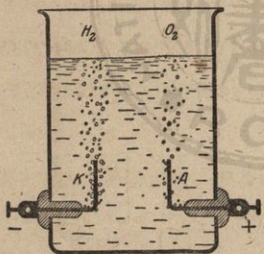


第 232 圖 水之導電性.

種液體之溶液中亦示相似之現象，惟較此為弱。溶液之導電係數恆遠遜於金屬。

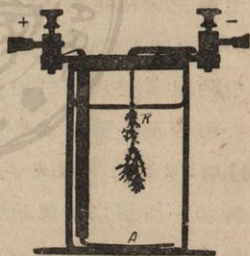
浸於液體中而電流藉以出入之二板稱為電極。與電池組之陽極相連者稱為陽電極，與陰極相連者稱為陰電極。故在液體之中，(陽)電流恆自陽電極流至陰電極。因有溶質之存在而能導電之液體稱為電解液，在此種液體中伴同導電而起之現象稱為電解。

266. 電極上析出之物質。用鉑電極以電流通入一酸類，例如硫酸之水溶液中，吾人即見電極上活躍的發現氣泡(第233圖)。欲精密研究此項現象，可用伏打電量計(不可與



第233圖 水之分解。

(採自 Pohl, Eletrizitätslehre)



第234圖 鉛樹。

(採自 Pohl, Eletrizitätslehre)

克特計互混!)，藉此可將二電極上析出之氣體分別搜集於二管中。吾人可見二管中所集之氣體多寡不等，在陰極上者約二倍於自陽極所得之量。將此種氣體研究之，則知陽

極上者爲氧(以紅熾之木片投入其中益見明亮,或竟着火),陰極上者爲氫(能自燃,焰作淺藍色)。(通常氫氣並不恰爲氧氣之二倍,氫恆較多,此蓋因陽極上之氧已有一部份溶於水中矣。)若將全部之氣體集於一器中,吾人即得一份氧二份氫之混合物,即爆炸氣體是。此可由其燃燒時之爆炸聲而知之。若在水中,可將其捕集於一試管內;若在肥皂溶液中,可任其發生泡沫,而以火燃之(謹慎!).

通電流入醋酸鉛之水溶液中,以鉛線爲陰電極,鉛板爲陽電極,即可得一美觀之現象。陰電極之鉛線上有結晶之鉛析出,成樹狀(鉛樹第234圖)。

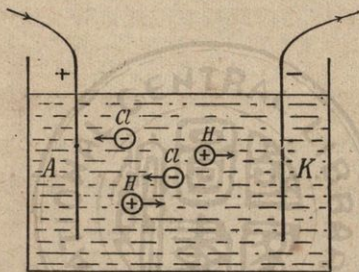
**267. 電解分離。** 無論何處,凡見有電荷遷移,即見有電流發生者,該處恆必有可以自由運動之電荷子存在,電荷即憑藉於其上而得賴以遷移,有如金屬中之電子然。電流通過電解液時,溶質中之原子成份即爲其電荷子。此種之電荷子不必待電解池之二端受有電壓時方始產生,在一切電解液中恆已有其踪跡。例如食鹽( $\text{NaCl}$ )溶於水中時,在水中所現者非爲分子狀之 $\text{NaCl}$ 分子,而每當溶液之濃度不爲太濃時,恆已裂成 $\text{Na}$ 原子及 $\text{Cl}$ 原子,且 $\text{Na}$ 原子恆荷陽電, $\text{Cl}$ 原子恆荷陰電。在此種情狀下之原子,以及其他原子的或分子的集團而荷電者,皆稱曰游子,前已屢及之。(金屬性之 $\text{Na}$ 在水中即起化學作用,而游子性之 $\text{Na}$ 則否,其故當於以後§502中述之。)在溶液中,分子自行分離成爲游子之現象,稱曰電



解分離或簡稱電離。硫酸  $H_2SO_4$  溶於水中時，每一  $H_2SO_4$  分子恆裂成二個陽荷之  $H$  游子及一個陰荷之  $SO_4$  游子，而在硫酸銅  $CuSO_4$  之溶液中，則裂成一個陽荷之  $Cu$  游子及一個陰荷之  $SO_4$  游子。此處所涉者，均為原子的集團，故游子所帶之電荷僅可為基元電量子 (§213) 之少數整數倍。各游子所荷電量子之數恆等於其原子價之數值，此原子價者即該原子或該原子集團（例如  $SO_4$  根）在此化合物中所具有者。在原子週期系中靠左邊諸直行內之原子，如氫及諸金屬原子，皆荷陽電，而在右邊諸直行內之原子幾皆荷陰電。酸根如  $SO_4$  荷陰電，其所荷基元電量子之個數等於其化合價，故  $SO_4$  游子有荷二個陰電量子（參閱 §502）。

水中之電解分離作用特強，此可以水有非常高之介電係數 ( $\epsilon=81$ ) 說明之。按 Coulomb 氏定律之普遍方程式 (§236, 29 式)，知二電荷間之引力反比於其所在媒質中之介電係數。故異號之二電荷在水中相引之力當較在空氣中時小 81 倍。分子為游子所組成，在常態時賴有游子所帶電荷間之作用力 (§502) 而互相固結；但在水中時，其引力大減，因之頗有分裂之趨勢，加以分子以其熱運動不斷的互相碰撞，遂使其更易分裂。（關於電的舉動，水所示者，殊為奇特，此可以水之分子具有數值特大之電矩以說明之。一方面水之介電係數特高，即基於此。而他方面水之分子電矩既強，其周圍即生一頗強之原子電場，遂使溶質分子起電解分離之作用。）

268. 電解液導電之機械作用. 浸於電解液中之二電極間施以電壓時,電解液內即有電場成立,恰與金屬導體內之情形相同,使其中所有之電荷子運動,陽游子順場向移動,而趨集陰電極  $K$ ,陰游子逆場向移動,而趨集陽電極  $A$ (第 235 圖). 關於游子之運動,吾人可以前在 §245 中所述金屬內電



第 235 圖 HCl 溶液中游子運動略圖.

子運動相同之觀念視之,且此處之情形,更與實際相近似. 故 Ohm 氏定律對於電解液亦為合理.

種類不同之游子運動時,其所受之阻力強弱亦各不同,例如 Cl 游子所受之阻力約五倍於 H 游子. 故游子游移之速度亦各異. 電場強度為 1 [伏特]/[厘米]時游子之速度稱為其遷移率(參閱 §245).

因陽荷游子趨向陰電極,陰荷游子趨向陽電極,故前者又稱為陰向游子,後者稱為陽向游子.

電流經過電解液中時各步之詳情,普遍言之,係屬於物

理化學之範圍 下述者僅數種重要之事實而已。

269. Faraday 氏定律. 因電解液導電時, 到達兩電極之電荷皆憑藉溶質之原子或原子集團, 故原子或原子集團必與電荷同時到達電極, 而即於該處出現. 事實上在許多情形中, 吾人可目睹電極上確有吾人所希望之物質析出. (有時不見其出現者, 必因到達電極後即有某種化學變化發生所致 §270.)

自上述各節可直接推得一定律, 確立電解液中流過之電流  $i$  及因此在電極上析出物質數量間之關係. 命  $n$  為 1 秒鐘內在任一電極上析出之游子(荷電之原子或原子集團)個數,  $\mu$  為單個游子之質量,  $z$  為該游子之原子價,  $\epsilon$  為電量子; 則  $z\epsilon$  為各游子所帶之電荷, 蓋一個游子所荷之電量子數恆等於其原子價之數值, 前已言之矣. 於是 1 秒鐘內放於電極上之電量, 即電流強度, 為

$$i = n z \epsilon, \quad (1)$$

同時 1 秒鐘內在電極上析出之質量為  $n\mu$ , 而在  $t$  秒鐘內則為

$$m = n \mu t. \quad (2)$$

自(1)與(2)式, 知在  $t$  時間內由電流  $i$  析出之質量  $m$  為

$$m = \frac{\mu}{z\epsilon} i t = A i t = A e, \quad (3)$$

式中



$$A = \frac{\mu}{z\varepsilon} \quad (4)$$

而  $e=it$  爲由質量  $m$  所搬運之電量。(3)與(4)二式包括 Faraday 氏之電解二定律(1833)。(3)式(即 Faraday 氏第一定律)謂：電極上析出物質之多寡正比於電流強度  $i$  及電流流過之時間  $t$ ，即流過之電量  $e$ ；此外又正比於一常數  $A$ ，稱爲電化當量，其值視游子之種類而異，蓋自(4)式可知其中含有游子質量  $\mu$  及其原子價  $z$  也。(4)式右邊之分子與分母各乘以 Loschmidt 氏常數  $N$  (§96)，即 1 [克原子]中之原子個數，則該式之分子  $N\mu$  適等於游子之原子量  $\alpha$ ，或原子集團(例如  $\text{SO}_4$ )中各成份之原子量之和，而上式可寫成

$$A = \frac{N\mu}{zN\varepsilon} = \frac{\alpha}{zC}, \quad (5)$$

其中

$$C = N\varepsilon \quad (6)$$

稱爲 Faraday 氏常數。(5)式包括 Faraday 氏第二定律：游子之電化當量正比於原子量  $\alpha$  及原子價  $z$  之商，換言之，正比於其化合當量。若遇數個原子組成之集團(例如  $\text{SO}_4$ )，則原子量當易以集團中各成份之原子量之和。

一切化學性質相同之游子恆帶同量之電荷。故析出之質量  $m$  正比於同時間內移過之電量  $e$  一事，乃爲當然之結果。

Faraday 氏常數  $C$  爲二普遍常數之相乘積，故亦爲一普

遍常數,不因游子之種類而異,且與外界任何環境無關。根據最有把握之測量(用銀),其值為

$$C = N\varepsilon = 96494 \text{ [庫倫]/[克原子] 或 [克分子]}. \quad (7)$$

一[克原子]或一[克分子]之  $z$  價游子所帶之電荷為  $zN\varepsilon$ , 例如二價之 Cu 或二價之  $\text{SO}_4$  為  $2N\varepsilon$ 。

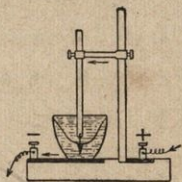
Faraday 氏常數在原子物理學中極屬重要,蓋此關於原之  $N$  與  $\varepsilon$  二值中苟任知其一,即可藉以計算其另一值。例如吾人基於  $\varepsilon = 1,591 \cdot 10^{-19}$  [庫倫] (§213) 之值,即可算出  $N = 6,060 \cdot 10^{23}$ , 此即為前在 §96 所述之 Loschmidt 氏常數。

第 24 表中列有數種元素電化當量  $A$  之實測值,以 [庫倫]/[克分子] 為其單位。此外又附列原子量  $\alpha$ , 原子價  $z$  及  $\alpha/A$  之比,按(5)式此比之值應等於  $z \cdot C$ , 而  $N\varepsilon = \alpha/zA$ 。從此表可見實測之值與定律相符,頗為精確。

第 24 表 電化當量

|    | $A \cdot 10^3$ | $\alpha$ | $z$ | $\alpha/A$ | $N\varepsilon = \alpha/zA$ |
|----|----------------|----------|-----|------------|----------------------------|
| H  | 0,01045        | 1,008    | 1   | 96459      | 96459                      |
| Ag | 1,118          | 107,88   | 1   | 96494      | 96494                      |
| O  | 0,0829         | 16,00    | 2   | 193004     | 96502                      |
| Cu | 0,3294         | 63,57    | 2   | 192987     | 96494                      |
| N  | 0,0484         | 14,00    | 3   | 289256     | 96419                      |
| Al | 0,0936         | 27,1     | 3   | 289530     | 96510                      |
| Sn | 0,3083         | 119,0    | 4   | 386000     | 96500                      |
| V  | 0,1057         | 51,0     | 5   | 482498     | 96500                      |
| U  | 0,4119         | 238,5    | 6   | 578784     | 96484                      |

銀之值最爲可靠。因此種測量法十分精密(除測量電流強度外,僅測質量及時間),故法律制定之電流強度單位即以銀之電化當量爲準。電流之於1[秒]鐘內析出1,118[毫克]之銀者爲一法定[安培](參閱§314)。作此種測量時,可用銀解電量計(第236圖);銀自銀鹽溶液中析出而澱積於鉑電極之上。精密校核電流計時,恆亦用銀解電量計以資比較。



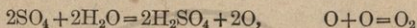
第236圖 銀解電量計。

**270. 電極上之副作用。** 有許多情形中,在電極上析出之物質並非爲溶質之成份,例如稀薄之硫酸溶液中析出者非爲氫及  $\text{SO}_4$  根,而乃爲水之成份,氧與氫。此種現象可由電極上所起之化學副作用以解釋之(Daniell 氏, 1839)。今即以硫酸之稀溶液  $\text{H}_2\text{SO}_4$  論之,其中每有二個陽荷之 H 游子,即有一個陰荷之  $\text{SO}_4$  游子。H 游子向陰電極移動,而自電流源流出之電子亦正經由導線從對方奔向陰電極而來,及抵陰電極之表面上,每一 H 游子即與一個電子相合,而變爲中和之 H 原子。(吾人須注意一事:在電解液中之陽電流——其流向與吾人認定之電流方向(§244)相同——係由趨向陰電極之陽游子所組成,但在陰電極之彼方,即在導線中之陽電流,則由陰荷之電子所組成,故流向相反。)每二個 H 原子合成一個  $\text{H}_2$  分子。此種分子構成氫氣泡,上昇而脫離溶



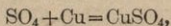
液。故溶質之一成份直接由此處析出。在陽電極上所遇之情形則不同。每一  $\text{SO}_4$  游子到達陽電極後即放棄二個電子於其上，而自成中和。但  $\text{SO}_4$  根在此狀態中即能與水起化學作用（假設不與電極之物質起作用，見後節）。至於何以游子須待其電荷中和後方能起化學作用，當於 §502 述之。

此項作用可以下式表出：



氧原子被釋，即自由結成分子，而在陽電極上析出，有如氫之在陰電極上析出者然。此時所成之硫酸仍入溶液中，重新作電解之分離。因一個  $\text{SO}_4$  游子恆與二個氫游子連帶出現，故每有一個  $\text{O}_2$  分子析出，恆有二個  $\text{H}_2$  分子同時析出。事實上此與水成份之比率完全相同，故此項現象恰似水之分析。

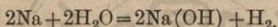
若陽電極為銅或其他不貴重金屬所製，則  $\text{SO}_4$  游子不與水而與此金屬發生作用，於是



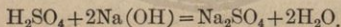
成為硫酸銅而溶於液中，陽電極上將不再有任何物質析出。陰電極上仍有氫氣析出，與前無異。此項損失由溶液中自陽電極新得之  $\text{Cu}$  游子以補償之，每有二個單電荷之  $\text{H}$  游子脫離溶液，即有一個雙電荷之  $\text{Cu}$  游子加入。陽電極因之逐漸溶入液中，而  $\text{H}_2\text{SO}_4$  溶液逐漸變為  $\text{CuSO}_4$  溶液，久之，陰電極上亦將見有  $\text{Cu}$  析出。

若初時即用  $\text{CuSO}_4$  溶液爲電解液，其情形與此亦無甚出入；惟此時陰電極上將立即由溶液中析出  $\text{Cu}$ ，而陽電極附近之溶液即取由陽電極溶下之  $\text{Cu}$  以爲補償，溶液仍得維持不變。故陽電極之銅逐漸經由溶液而游移至陰電極。

若以電流經由鉑電極通過一稀薄之硫酸鈉溶液  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ ，則情形又與此不同。 $\text{Na}$  游子向陰電極移動，待已到達電極而自其上取得一電子後，即起化學作用。其與水之作用如下：



若此所成之氫氣  $\text{H}_2$  將自水中析出，而氫氧化鈉  $\text{NaOH}$  則仍留液中。 $\text{SO}_4$  游子抵陽電極後，亦與水起化學作用，析出氧氣，而硫酸仍留液中，已見前述。硫酸與氫氧化鈉在溶液中互相擴散而混合，彼此作用，仍回復硫酸鈉及水，可以下式表之，



故溶液之化學成份得維持常定，其最終之結果仍爲水之分解。此時僅有水之成份被析而出，溶液之濃度自將逐漸增加。

271. 非水溶液及融解物質之電解傳導。僅當物質中有自由運動之游子存在時，電解性傳導方爲可能。一切之溶液，其溶質能作電解分離者，皆能導電。惟水中溶質之分離度特高，故就一切溶液之導電性言之，當以水溶液爲最

著。

其他就液體論之，當首推融解之鹽類，通常亦示顯著之電解傳導性。蓋鹽類在固態(晶體)之時本由游子組成(\$528)，融解後仍有游子存在，自屬意中之事。但亦有晶體於融解後其游子仍復結合成分子者。

近日吾人復發見以非常強烈之電流密度通過液態金屬時，除電子導電外，亦有微弱之電解傳導現象，電流中之金屬游子亦在游移。

**272. 電解之工業應用。** 電解作用在工業有數種重要之應用。電鍍術乃係利用電的方法以使金屬澱積，即為其應用之一種。法以金屬鹽之溶液為電解液，以同金屬之板為陽電極，庶可使溶液之濃度維持常定。以欲鍍之物件即其上欲使金屬澱積者作陰電極。利用此法，鍍金，鍍銀，鍍鎳，鍍鉻，鍍鉑，無往而不可。此外做製物件，例如鼓鑄貨幣，亦可用此法行之。以任何受範性之物質壓成物件之模型，表面上敷以碳粉，使之導電，將其作為陰電極即得。

第二種重要之應用為電冶術，藉以提煉純粹之金屬。先以欲提煉之金屬之鹽化成溶液，漂淨之，使在可能範圍內成為化學的純粹之溶液，再用電解法使其中之金屬澱積而出。今日有所謂電解鐵者，在工業上尤屬重要。此乃為用電解法提煉極純粹之鐵，因其具有特別之磁性，與普通之鐵恆不免雜有多寡之碳者，大不相同。工業上之製造氫氣亦



用電解法，以水分解之。鉛亦由電解方法提煉而得，以其融解之鹽在高溫度下行之。

**273. 電解液之電阻。** Ohm 氏定律對於電解液亦為合理。游子之游移速度正比於其所受電場之作用力；但濃度常定時，此種電荷子之個數不因電流強度之不同而稍異，已見前述。電解液中電阻之值有關於游子之運動度與夫其個數（濃度）及電荷（原子價），此外尚須視電流流過之液體體積之幾何形狀而異，終且有關於溫度。電解液與金屬導體不同，可有負值之溫度係數 (§255)。溫度昇而電阻降。

電流通過一電解液時，其二電極間恆起一種反向之電壓，此現象稱為電極之極化，其詳情當於 §275 述之。測量電解液之電阻時，因此不能選用直流之電流。極化電壓與作用之電壓方向相反，每使人誤認電解之電阻頗高，實則其真正之電阻恆較此為小也。但極化現象之成立輒需一相當之時間。交流電流之方向變換頗速，若用以測量電解液之電阻，則可使其極化電壓不及發生顯著之值，故為最佳之法。其餘之手續與他種之電阻測量法同，通常亦皆用 Wheatstone 氏電橋法。此時橋中之電流計須易以電話聽筒，交流電流通過時，可聞嗡嗡之聲，而當各電阻平衡如 §252 所述之情形時，筒中聲止（精確測量時，其接線中之電容及自感 [§333] 各量亦均應設法使之平衡。）

某容器中電解液之電阻設為  $R = \rho K$ ，其  $\rho$  為電解液之電

阻係數 (§246).  $K$  爲容器之常數, 視器之幾何形狀而異, 稱爲容器之電阻電容 (Widerstandskapazität), 相當於 §246, (8) 式中關於導體形狀之因子  $l/q$  一項. 其值通常皆用電解液之電阻係數爲已知者以爲比較而由實驗測定之.

**274. 金屬與電解液之接觸.** 浸金屬於電解液中, 例如以鋅投入硫酸鋅之溶液中, 則金屬與電解液間卽有電壓發生, 而電荷子(游子)卽因之自一物質遷入他物質. 欲陳述此種紛亂之現象, 當採取 Nernst 氏之理論. 但此種現象之研究, 屬諸物理化學之範圍, 故此處所述者僅限於重要之數點而已.

金屬咸能溶於電解液中, 卽在純水之中, 大抵亦皆能溶解些許. 但金屬原子或分子之溶入液中者, 初非爲電的中和, 而恆爲陽荷之金屬游子. 其步驟略似蒸發. 金屬游子在金屬物體中似受有壓力, 驅之使入溶液之內. Nernst 氏卽稱之爲金屬對於電解液之溶解壓力. 若溶液中已有同類之游子存在, 則此種游子卽施滲透壓力 (§189), 以反抗溶解壓力. 且也金屬游子既挾陽電荷以俱去, 則金屬體卽荷陰電, 因生引力以拉回既已脫離之陽游子. 是以電解液中之滲透壓力加以金屬與電解液間之電引力, 終將與游子之溶解壓力相等而成立平衡. 但有時電解液中之滲透壓力亦可較金屬游子之溶解壓力爲大. 遇此種情形時, 須電壓之方向與前述者相反, 卽須金屬荷陽電, 電解液荷陰電, 平衡

方爲可能。此時電解液中之滲透壓力，將驅陽游子離液而入金屬中，使之陽荷，直至金屬游子之溶解壓力（此處並非使游子脫離金屬體）加以金屬與電解液間之電斥力等於滲透壓力時乃得平衡。

在第一種情形中，例如鋅之溶於硫酸鋅溶液，金屬對於電解液爲陰荷（第237圖a）。在第二種情形中，例如銅之溶於硫酸銅溶液，適得其反，銅荷陽電

（第237圖b）。此處所遇之電動勢

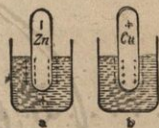
視金屬之種類以及電解液之種類與濃度而異。試浸不同之二金屬

（電極）於同一電解液中，若無電流通過，則因電解爲一導體，故其中各

處之電位自必相等，於是二電極間即有電壓發生。此時若以一導線連接之，則此項電壓恆欲自行消滅，而導線中及電解液中即有電流通矣。祇須電解液及金屬不變，二電極恆欲恢復其平衡，以是金屬之新游子更行溶入液內，或液中之新游子更行奔向電極。於是電壓得以維持，而電流繼續不息，直至其一個電極溶盡而止。

此處所述之現象爲Volta氏(1792)重作Galvani氏(1786)著名之蛙腿實驗時所發見。

275. 電解極化。上述之現象不僅相異之二金屬有之，凡電解液中浸有化學性質不同之電極時，通常亦恆可得相

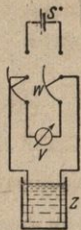


第237圖 電解液中金屬極化理論之說明。



似之現象 以完全相同之電極製成一電解池,通以電流,則因電解之作用,而電極上每見有澱積之物,尤以電極上起副作用時爲然,於是片刻之間電極表面之化學性質已顯見差異,因之其間發生電壓,與通入之電流之方向相反. 此項現象稱爲電解極化. 電極上祇須被有薄層相異之氣體,如電解水時之氫氣與氧氣,已足促成此種作用之發生.

上述之現象頗易示明之. 滿注硫酸稀溶液之電解池  $Z$  中置有二鉑質電極,以之接連於一蓄電池  $S$ ,其電壓約爲 2 [伏特], 則吾人可自其電路中之電流計察見流過電解池中之電流強度逐漸由初值下降頗速. 電流流過某時間後,



第 238 圖 電解極化之證明。

試以換流器(跛足電鑰,第 238 圖)將電解池之電極接至一電壓計  $V$ ,則吾人可見二電極間已有一電壓,其方向與原來之方向相反. 蓋此時電解池已極化矣.

再經一相當時間後,極化作用即爲此時流過電壓計中之電流所消滅. 若以刷子拂拭電極,或搖撼之,使電極上發生極化之薄層氣體脫離,則極化作用亦可立

即消滅.

對於電極及電解液之化學成份,若不加以特別之處理,以避免極化層之產生,則恆將發見錯雜紛繁之極化現象.

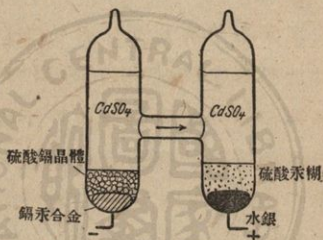
極化作用可使電流強度減弱,有如增加電解液之電阻

然。測定電解液之電阻時所以須用交流之故，至此可以明瞭。在交流電流衝過之一瞬間，不及有顯著之極化現象發生，事實上雖確有微弱之極化，但旋即爲其後繼反向之電流所抵消。

**276. 電池。** 儀器之應用 §274 所述之現象以產生電動勢與電流者稱曰電池。此種電池當十九世紀時在物理實驗及微弱之電池工業上佔有重要之位置。簡單之電池可以鋅板及銅板浸於稀薄之硫酸中而成。惟此種之原始電池有一缺點，即電流通後其電動勢漸將下降，蓋其中亦有極化作用發生，以阻抑電流，恰與前述簡單之電解池中之情形正復相同。其後雖發見有多種之組合可避免此種極化現象發生者，然在今日視之，均已成爲陳迹，僅屬歷史的資料而已。避免電極極化最要之方法，係將陰極浸於其本身鹽類之溶液中，例如鋅板浸入硫酸鋅之溶液中；於是澱積於電極上者爲其同類之金屬，電極自可歷久而不變。此外亦可用氧化劑和於液中，以除去析出之氫。今日電池之堪供應用者，最要者只有乾電池一種。然所謂乾電池者，事實上初非乾燥，其電極間填滿某種之物質（木屑等物），電解液即被吸收於其中，以便攜帶及處理。除此以外，一切之電池幾已全爲蓄電池及發電機所排斥矣。

在物理測定法工業中有所謂標準電池者，殊屬重要。此亦爲一種之電池，其成份曾妥加選擇，俾隨時可得一常定

之電動勢,且不隨溫度而變者 常用之形式有二,即 Weston 氏電池及 Clark 氏電池是。 Weston 氏電池中,一電極為水銀所成,其上封以硫酸汞之糊  $Hg_2SO_4$ 。 電解液為硫酸鎘溶液。 他電極則為鎘製,或用鎘與汞之合金 電解液中多置硫酸鎘之晶體,務使溶液始終飽和 (第 239 圖)。 Clark 氏電池與



第 239 圖 Weston 氏電池。

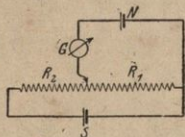
Weston 氏電池最大區別之處,在其不用鎘而代之以鋅。 在  $20^\circ$  時 Weston 氏電池之電動勢為 1,01830 [伏特], Clark 氏電池則為 1,4324 [伏特]。

欲使標準電池之夾子電壓維持常定,吾人僅可自其中

取用十分微弱之電流 (§258)

故測量時僅用之以補償電壓,而不用以供給電流。 此種簡單接線法之略圖,可以第 240 圖示之

(電位計, Poggendorff 氏)。



第 240 圖 補償電壓接線法 (電位計) 之略圖。



命標準電池  $N$  之電動勢為  $E_n$ 。今欲測量一電流源  $S$  之電動勢  $E$ ,  $G$  為一靈敏之電流計。  $S$  與  $N$  同名(同極)之夾子須同接於電阻  $R_1$  之右端。調節  $R_1$  與  $R_2$  二電阻, 使電流計中毫無示度。於是接有標準電池之一支路中無電流通過。今以 Kirchhoff 氏第二定理 (§249) 應用之於此接線圖中之二圈閉合電路。因電流計之支路內無電流, 故  $R_1$  與  $R_2$  二電阻中流過之電流  $i$  相等。在包含電流源  $S$  之一圈電路內, 應得  $E = i(R_1 + R_2)$ 。在包含標準電池  $N$  之一圈電路內, 僅  $R_1$  一段有電流。故  $E_n = iR_1$ 。由此可得  $E = E_n(R_1 + R_2)/R_1$ 。惟此處吾人須假定  $S$  中之內電阻遠較  $R_2$  為小, 庶使僅有一微弱之電流通過。否則此種測量所得之結果, 非為電流源之電動勢, 而將為有擔負之電流源之夾子電壓矣 (§258)。欲依上述之法作精密之測定, 須另用補償器<sup>(1)</sup>。蓋上法僅可測量電壓之較高於標準電池者, 如用此器, 即較低之電壓亦可藉以測量。

**277. 蓄電池。** 以前數節中所述電之極化現象, 吾人均視之為擾亂現象。但在蓄電池中, 此實為一種最重要之應用。蓄電池與單電池本無甚區別。尋常電池之缺點, 在取

(1) 譯者註: 在第240圖中撤去  $S$  而代以蓄電池組, 俾在  $R_1 + R_2$  之二端維持常定之電壓。先測出  $N$  電路中無電流時  $R_1$  之值。然後以  $S$  代  $N$ 。復按同法測之, 得  $R_1'$  (惟須注意  $R_1 + R_2 = R' + R_2'$ )。於是  $E_n : E_s = R_1 : R_1'$ 。

用其電流後，其電極即發生變化，或竟消毀，致成廢物；蓄電池則不然，使用已久後用一簡單之法又可使之恢復原狀，換言之，可使其中之化學作用逆向進行。下述簡單之實驗可示明蓄電池之要素：於稀薄之硫酸溶液  $H_2SO_4$  中沒有二鉛質之電極；當其初入酸中時，立即有一層硫酸鉛  $PbSO_4$  將其蒙蔽。試予此種之電解池以一電壓，約為 6 [伏特]，則電極上即起極化。溶液中陰荷之  $SO_4$  游子趨集陽極，而陽荷之  $H$  游子趨集陰極。於是該二極上即起下列之化學作用：

荷電時：陽極： $PbSO_4 + SO_4 + 2H_2O = PbO_2 + 2H_2SO_4$

陰極： $PbSO_4 + 2H = Pb + H_2SO_4$ 。

故於陽極上澱積氧化鉛 ( $PbO_2$ ) 而陰極上澱積金屬之鉛。同時溶液中之水漸減而硫酸漸生。電解液因之逐漸加濃。經某時間後，絕其電流，則此新成之化學性質不同之二電極間即有電動勢發生，其值約為 2 [伏特]。此種手續稱為『灌電』。於是吾人可取用其電流，一如尋常之電池。放電時電流之方向與灌電時相反，溶液中陰荷之  $SO_4$  游子趨集鉛電極 (陰極)，陽荷之  $H$  游子趨集  $PbO_2$  電極 (陽極)。其化學作用如下：

放電時：陽極： $PbO_2 + 2H + H_2SO_4 = PbSO_4 + 2H_2O$

陰極： $Pb + SO_4 = PbSO_4$ 。

於是二電極又恢復其原狀。灌電時所生之硫酸至此仍復消滅，而前已消滅之水至此復生。若任放電之電流流通，經一長久之時間，則前在灌電時所起之變化此時將逆其道而

行,反之亦然。

利用上述之步驟製造之儀器即爲簡單之鉛板蓄電池,實用者尙加以多方面之改良。灌電時起化學作用之物質愈大,則於放電時所能供給之電量(其之相乘積,通常以[安培][小時]量之;稱爲灌電量)亦自必愈大。故吾人採用格子狀之鉛電極,製造時以多孔形之鉛或氧化鉛壓入之。若此,則化學反應不僅起於電極最外之表面,即在電極之內部,即其許多孔隙之表面間,化學作用亦在發生;此其優點也。

苟灌電時通入之電流於已足完成化學作用後,仍任其繼續流入,則陰極上將見有氫氣析出。此現象出現後,即知灌電已經滿足。

灌電入蓄電池所需最低之電壓約爲 2,6 [伏特]。灌電後,蓄電池即有一電動勢約爲 2,05 [伏特]。電流之效率,即蓄電池放電與灌電時電量之比,約爲 95%。但灌電後貯入之能量於放電時最高僅可得其 85%。能量之所以有損失者,其最要之原因係由於蓄電池中之有內電阻 (§258),故無論灌電與放電,一部份之能量恆化爲電流熱。

鉛板蓄電池笨重不便,實爲其最大之缺點。故又有多種之蓄電池,以較輕之金屬爲之。最重要者當推 Edison 氏蓄電池。未灌電以前,其電極爲  $\text{Fe}(\text{OH})_2$  及  $\text{Ni}(\text{OH})_2$ 。灌電後即變爲  $\text{Fe}$  及  $\text{Ni}_2\text{O}_3$ 。電解液爲氫氧化鉀 其電壓約爲 1,25 [伏特]。



灌電入蓄電池時，自必祇可用直流電流，交流電流決不能直接應用。若必欲用交流，則先須將其『整流』之。有整流器者，係為一種之儀器，電流祇能向其一方通過，而不能向他方；以整流器接於交流之電路中，即可得直流電流。整流之方法殊多（電解整流器，電流自一方流過時起極化作用，他方則否，以及擺動整流器，稀有氣體整流器，熾熱電極整流器，水銀整流器等等）。

**278. 電能量及化學能量。** 單電池或蓄電池中所出現之電能量，依上所述，自必起源於化學作用——即使電極起變化者。——蓋按能量原理 (§42)，此種電能量決不能自無產生。故其來源自當於此種化學作用中求之。事實上此種作用恆為放熱作用 (§203)，即當其化合時恆有能量餘剩而放出（例如鋅溶於硫酸時之發熱）。事先吾人儘可想像單電池及蓄電池中所生之化學能量，全部將悉化為電能量。有時確亦如此。但在許多情形中其化學能量之一部份將化為熱能量，故取用電流時，電池即發熱。但有時產生之電能量亦可較大於化學能量。如遇此種情形，則吾人取用電流時，電池必將逐漸冷卻，溫度必降至較低於其周圍之物體。因之熱量必自其周圍之物體繼續流入較冷之電池中，一部份之電能即取給乎是。

有時電池之電壓可直接自其所費之化學能量中計算之，惟此種情形頗鮮，僅 Daniell 氏單電池為其一例；其陽極為

銅，浸於硫酸銅溶液中，陰極為鋅，浸於硫酸鋅溶液中。此二種溶液為一有細孔性而未上釉之粘土圓筒所隔分，電流可穿筒而過。取用電流時，鋅溶於液中，而陽極上有銅澱積。

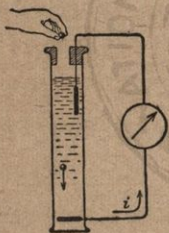
1[克分子]之  $Zn$  溶解時所發生之溶解熱為  $4,40 \cdot 10^6$  [瓦特][秒] 析出 1[克分子]之銅所需之工作為  $2,34 \cdot 10^6$  [瓦特][秒]。故有  $2,06 \cdot 10^6$  [瓦特][秒] 之工作餘剩，可以供用一命電池之電動勢為  $E$ 。銅游子與鋅游子均為二價，均荷二個基元電量子  $\epsilon$ 。故二物質每 1[克分子] 各荷  $2N\epsilon = 2,96494$  [庫侖] 之電量 (§269)。此項電量自一極運至他極時，若其間之電壓為  $U = E$ ，則所需之工作為  $2N\epsilon E = 1,93 \cdot 10^6 E$ 。設此工作與供用之化學能量相等，則得  $E = 1,07$  [伏特]，此與電動勢真正之值頗相符合。

279. 局部電流。極純粹之金屬，例如純粹之鋅與鐵，對於酸類，頗難發生作用，而不純粹之金屬反較易。此處蓋亦有電解作用參與其間焉。若金屬中有他金屬之細屑混入，或有生鏽之部份，則其各部份間即發生一電動勢，彼此將與酸類組成一絕小之電池，而各有捷路通連。例如鋅中含有銅屑，浸於稀硫酸中時，鋅與銅間即有電流，即所謂局部電流者是； $SO_4$  游子因此繼續在鋅塊上發生，而  $Zn + SO_4 = ZnSO_4$  之反應得以急遽進行。苟無此種之局部電流，則鋅塊上  $SO_4$  游子之供給純賴擴散作用，自必遲緩萬分。

不同之金屬互相接觸，而置於酸或鹽之溶液中時，亦見

相似之現象。故船舶之外殼最忌有不同之金屬赤露於水中，尤以在海洋中者為甚，蓋由於局部電流之影響，其陰荷之金屬極易為所侵蝕也。

280. 動電現象。投一介電體於液體中，介電體之表面對於液體即行荷電。例如石蠟球在水中時荷陰電，其周圍之水分子則荷陽電。將石蠟球自水中取出，其電荷尚可以一驗電器證驗之。此項現象係由於介電體表面及水二者內部之接觸，與所謂摩擦電 (§262) 者有相同之原因。以若此荷電之物體置於陰陽二電極間，則因其間有電場之作用而



第 241 圖 對流電流之示明。

物體將被引向一電極，有如游子之在電解液中者然。此項現象稱為電滲<sup>(1)</sup>。例如膠體微粒懸浮於液體中時 (§187) 亦常見此種現象。荷電之液體質點附於此等微粒之表面上者將被引向一電極，而微粒本身則被引向他電極。液體中若以適宜之細孔性物質隔分為二部，則該物質上亦可荷電。在此情形中僅液體可發生運動；若通以電流，其結果可使細孔性隔壁一邊之液面高出於他邊(電內滲)<sup>(1)</sup>

(1)譯者註：電滲(Elektrophorese)謂固體微粒之移動，電內滲(Elektrosiose)謂液體微粒之移動。



試以玻璃球等物投於儲水之器中，任其下落，器之上下各有一電極，以導線連接之，使經過一電流計，當玻璃球下落時，電流計中示一電流(第241圖)。此蓋因下落之玻璃球在水中荷電而成電荷子，當其運動時即成電流，而流經外面之電流計。此種電流稱為對流電流，而研究其現象全部範圍之學稱為動電學(Elektrokinetik)。



## 第二十四章 氣體中之電流

281. 氣體導電之本性。物體之能導電，換言之，即所以能容許電流通過，端賴物體中有自由運動之電荷子之存在，前於固態及液態物質中早已言之。氣體在自然狀態時，其分子對於電為中和，其不能導電也明矣。故空氣為超等之絕緣體。

欲使氣體導電，須設法使有電荷子由其內部產生，或由外方導入。氣體中有電荷子產生時，吾人謂之為游離，其所成之分子的或原子的電荷子，祇須不為自由之電子者，統稱為游子，與電解液中之名稱同。即在儘量排除氣體之高度真空中，苟有游子或電子存在，此種真空中自亦能導電。試以二金屬棒（電極）插入游離之氣體中，而施以電壓，則二棒間之氣體中即有電場成立，陽游子趨集陰極，陰游子及電子趨集陽極，而氣體中電流流通矣。此種之電流稱為氣體放電。

282. 氣體導電之基本形式。氣體導電之現象可分為被激放電與自激放電二種。氣體中苟因任何作用而先已有電荷子存在，迨施以電場後，此種之電荷子即被激動，或趨陽極或趨陰極而成電流，其電荷子之產生初與此項電流無涉者，是為被激放電。至於氣體何以先已游離，則可由於種種不同之原因（§283）。氣體放電時，苟其大多數之電荷子

即係由於放電電流本身之機械作用自行激動而產生，即由於所謂碰撞游離者，是爲自激放電。其時氣體中原有之少數電荷子受電場之作用後，即強烈加速，氣體分子偶與碰撞，輒裂爲陽游子與陰游子(或電子)。此時新生之電荷子又因電場而加速，復生新游子如前。但自激放電開始時，氣體中須有少許之電荷子業經存在。事實上無論何處恆有放射質(\$519)之踪跡，能使氣體游離，故上述之條件，恆能滿足，且縱欲避免之，亦有所不能。

自激放電時，電荷子之速度至少須超過某值；稍緩於此者，放電即不能發生。此值須視當時之情形而異。故此項現象大致在高電壓下方能發生。但氣體壓力較低時，此所需之電壓亦可較低。蓋電場強度相同時，電荷子之自由路程(\$99)愈長者，在其與氣體分子二次碰撞之間，愈易達到使氣體游離所需之速度。

被激放電時，吾人苟將其電壓逐漸增加，及至到達某一定值，氣體中原有之電荷子足以激起碰撞游離，則被激放電即變爲自激放電(\$286, 第244圖)。

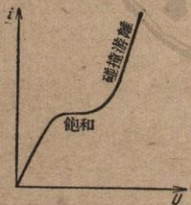
**283. 被激放電。** 被激放電發生以前，欲使氣體游離，可用種種不同之法。大別之，可分爲二類。用外來之方法或勢力作用於氣體之分子使分子本身產生電荷子者，是爲體內游離；由外面——通常由電極之表面——將電荷子納入氣體之中使其導電者，是爲表面游離。



體內游離者，其電荷子係由氣體分子本身自行分裂為陽游子與陰游子（或電子）而成。例如以 Röntgen 氏射線或放射質之射線照射氣體，或將其加熱至足夠之高溫度 (§285)，皆可使之發生體內游離。因此種之電荷子係由中和之氣體分子分裂而成，故若此產生之陽電荷之和，恆必與同時產生之陰電荷之和相等，而游離氣體中之電流恆必為二種電荷子同時之運動，陽電荷子奔向陰極，同時陰電荷子奔向陽極。

產生表面游離最要之法，莫若以短波之光線照射陰極（光電效應，§489），或將陰極加熱使成紅熾 (§284)。在此例中，氣體內之電流僅為單獨一種電荷子之運動。

氣體不受任何電壓而發生體內游離時，其由外來勢力所引起之游離與電荷子之自行復合二作用終必互相平衡；單位時間內有若干新生之電荷子出現者，即有同數之陰陽電荷子兩兩配合成為中和之分子而消滅，故電荷子之總數不變。縱有電壓而其值不高時，此項復合之作用頗佔重要。此時電荷子之速度頗小，在其奔向電極之途中，已有大部份復合而因之消滅，以致未能達到電極；此等之電荷子對於電流之運輸毫無裨益。電壓愈高，則此種半途



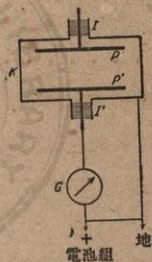
第 212 圖 氣體中電流強度  
與電壓之關係。

電壓愈高，則此種半途

夭折之電荷子之個數愈少 故在游離之氣體中,電流強度初時隨電壓而漸增(第242圖),電壓增高至某定值時,復合作用實際上可完全停止,此時原有之電荷子可全體到達電極,至此電流強度已至一極限,即所謂飽和是;苟不另加使氣體游離之新作用,則電流強度即不能超過此值,其後若將電壓更行增高,待至碰撞游離發生時,電流方又再行增強。

表面游離亦有相似之情形。此處僅有一種之電荷子,自無復合之作用。但電荷子之熱運動每可使其折回電極,而電荷子因之減少。電壓愈高,折回之電荷子愈少,而電流愈強。由一電極上產生之電荷子悉數能達到他電極時,乃呈飽和之現象。此處終亦將有碰撞游離出現。在電壓較低時氣體中所存之空間電荷對於電流強度亦有影響,因其電荷子僅有一種也。

第243圖示一簡單之儀器,可用以研究氣體中之電流。氣體充滿於金屬箱 $K$ 中,箱壁與地接連,故可同時作為保護之用,不使受外方電場之擾亂。氣體中置 $P$ 與 $P'$ 二絕緣電極,其間可施電壓。接電流計 $G$ 於其間,以任何方法使氣體游離後,其電流與電壓之關係即可從此研究之。



第243圖 研究氣體放電所用之儀器。

在未達飽和以前，碰撞游離亦有先已出現者。如遇此種情形，則第 242 圖之曲線中將無水平之一段。

284. 熾熱電子。熱游子。將一熾熱之金屬塊持近一荷電之驗電器，則驗電器之電荷消失頗速，可見熾熱金屬塊周圍之空氣亦能導電，換言之，該處之空氣中有電荷子存在。金屬塊紅熾愈烈，則此項作用亦愈強。惟此處之電荷子初非來自空氣，而乃為熾熱之金屬塊所產生，陽游子與電子均全。溫度較高時，電子之脫離金屬表面者遠較陽游子之脫離者為多。故以熾熱之金屬作為陽極時，其通過氣體之電流輒微弱萬分，蓋陽游子之個數頗少，而電子脫離陽極後，即因電場之作用而仍返陽極，不能在氣體中游移；反之，若以熾熱之金屬作為陰極，則電子脫離後，即為電場所驅逐而咸集陽極。故此處吾人得一情形，即電流向一方流動時可遠較向對方流動時為佳，實際上向對方或竟完全不能流動（所謂單極導體）。某種氧化物熾熱時電子之發射尤強（Wehnelt 氏陰極，參閱 §290）。

關於熾熱表面在絕對溫度  $T$  時發出之電子所成電流之強度  $i$ ，Richardson 氏嘗導出一定律

$$i = AT^2 e^{-\frac{b}{T}},$$

式中  $A$  與  $b$  均為常數，各有一定之物理的意義。此定律對



於純粹之金屬頗爲可靠。

按上述之法，真空中亦可使之導電，蓋電子由陰電極游移至陽極時，其間若有氣體存在，非特對於電流之通過毫無裨益，且足以發生阻力。

自熾熱物體脫離之電荷子稱爲熾熱電子，或稱熱游子。

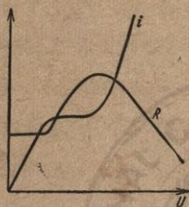
285. 溫度游離。溫度頗高時亦生游離作用，此爲一特種之體內游離。此種之游離係由於氣體分子之熱運動強烈萬分，以致有一部份之分子互相碰撞後，雙方均裂成游子所致。恆星之表面溫度頗高，故此種作用頗見強盛。此可由恆星光譜中輒有所謂元素之電光光譜者之出現而知之，例如太陽中鈣之光譜是。按諸實驗室中之經驗，知電光光譜之發生非由於中和之原子，而由於游離之原子 (§503)

太陽大氣之有游離現象，且又可以另一事實證明之，即吾人恆見有強烈之磁場自太陽之黑子發出是。此種磁場之成立係由於該處之游離氣體作旋渦運動所致，是即成爲圓周電流，而磁場遂賴以承載 (§462)。

火燄中之氣體亦有一部份游離。故火燄亦能導電。以接連於一荷電驗電器金箔之導線觸一煤氣火燄時，苟煤氣管與地接連，則驗電器立即放電。摩擦或用他法起電之玻璃棒以及其他之絕緣體荷電後，欲使其立即放電，其最佳之法莫若以之納於火燄之中，來回數次，電荷即全消失。

286. 導電性氣體柱之電阻與其特性曲線。在一可以導

電之氣體柱中，每有一電壓  $U$ ，相應的即有一定值之電流強度  $i$ ，故  $R=U/i$  之商亦可作為氣體柱電阻之定義，與固態及液態之導體同。在固態及液態之導體中，溫度常定時此值為常定，與電流強度及電壓均無關係；但在氣體中則不然。第



第244圖 導電氣體柱之特性曲線及電阻。

244 圖示一相應於第242圖之曲線，即稱為導電性氣體之特性曲線 (§257) 者是，同時且表出  $R=U/i$  之遞變為所加電壓之函數。在第一段直線之部份內， $R$  為常定，在飽和區域內  $R$  上昇，而在碰撞游離區域內  $R$  下降。故 Ohm 氏定律對於游離之氣體，僅在電壓不

高時方為合理；至其所以能合理之故，則基於不同之理由，與固態及液態導體之情形迥異。在此後者二種導體中，單位體積內可用以運輸電流之電荷子之多寡為常定。電壓增高時，電流所以隨之加強者，係由於電荷子速度正比於電壓所致 (§245)。在游離之氣體中，每秒鐘內恆有個數相同之新電荷子產生於各單位體積之中，或遇表面游離時，每秒鐘內恆有個數相同之新電荷子加入氣體之內，苟此種游子皆無復合作用，亦無折回電極者，則電流強度必成穩定狀態，恆等於1秒鐘內新產生游子所荷之電量，——因此種新產生之電荷終必仍行脫離氣體——而將與電壓無關。電壓較低時，

復合及折回之作用特見超越。電壓上昇時，電荷子在電極上產生愈速，則其避免復合及折回之作用者愈多，而可用以運輸電流之電荷子自亦愈衆。故在游離氣體中，電流之增強初時與電壓成正比，蓋電流藉以運輸之電荷子之個數正比於電壓也。

既達飽和狀態後，電荷子之個數不能再增；電壓雖昇，電流強度不變。直待碰撞游離出現後，方更有新電荷子繼續產生，而電流因之更行加強。

均勻之氣體柱，其截面到處皆同者，等長之各段中電阻不為相等，此又與固態及液態之導體不同；此所謂電阻者，係以其中各處相同之電流強度  $i$  與各該段之分電壓  $U$  之商  $U/i$  表之。此因游離氣體中所遇者為空間電荷，單位體積內陽電荷之和不必與陰電荷之和相等，氣體內由於此種空間電荷而生之電場強度因此亦各處不能相等。蓋電力線咸自各空間陽電荷發出，而終止於各空間陰電荷也。按 (14) 式 (§223)，不難導出 Poisson 氏方程式

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi\rho,$$

式中  $\rho$  為空間電荷之密度，而以電場  $E$  之方向為  $x$  向。此種之空間電荷頗易生成。如遇純粹之表面游離，表面上僅有熾熱電子發出者，空間內僅有陰電荷一種。如遇純粹之體內游離，則因全部體積內所產生之陰陽電荷各向陽極及



陰極游移，於是空間內一部份有陽電荷過剩，一部份有陰電荷過剩，而空間電荷即由以生。

稀薄氣體中游子之自由路程頗長，其在連續二次與氣體分子碰撞之間因所受之電壓而得有頗大之加速度者，氣體游離之情形殊為複雜。碰撞游離作用出現後，更有新游子產生，其複雜情形更莫可名狀。電場頗強時，此種游子之速度每足以碰撞其他之分子而使之游離。以此之故，有時游子之數可突增無已，如雪崩然。此時氣體具有下降之特性曲線 (§257)，若無足夠之電阻預行接入以阻制之，則氣體即成電流之捷路。

287. 自激放電。通論。吾人已於 §282 中述及自激放電現象發生之普遍條件，尤注意於其對於電壓及氣體壓力之影響。惟氣體須先已游離少許——雖弱無妨——自激放電方能發生，前亦業已述及之。故此種放電之初步恆為一微弱之被激放電，即所謂 Townsend 氏電流 者是，其後因碰撞游離之出現，而有足夠之游子產生，方變為自激放電。

電壓，氣壓，氣體與電極之種類，與夫放電空間之形狀等等，在各情形中可各有不同，自激放電之現象亦隨之有種種不同之形式。但變更其條件時，通常每可自一種之形式變為他一種；其間之經過，纏綿無斷，不能強將各種形式截然劃分。但吾人可約略分之如下列之幾種主要形式：氣壓較高時，可分為無聲放電（或稱尖端放電），電花放電，以及電弧放

電等，氣壓較低時，則有輝光放電。

289. 無聲放電或尖端放電。前於 §226 中已述及一種現象，即物體之電壓較高時，其尖端及鋒利邊緣之處可直接放電於空氣之中。此種地位之周圍，電場必強烈萬分，因使其附近之氣體得以導電；荷尖端電流頗強，則空氣中即見有紅紫色之光芒。光芒之外貌，視尖端究為陽荷抑為陰荷而稍異。

試於驗電器之頂球上插一細針，例如成衣匠所用之針，則上述之尖端放電現象即可藉以示明之。電壓超過 1000 [伏特] 後，驗電器上之電荷消失頗速，而尤以將一接地之金屬板持近針端時為更甚，但僅於超過此 1000 [伏特] 左右之極限時方見此項現象，蓋此為尖端放電所需之最低電壓也。在黑暗之中，吾人可見靜電感應起電機及電磁感應圈之尖端放電，殊為明晰。雷雨之前，常見金屬之尖端，尤如船桅等物之旁，似有鬼火飄蕩，此即雷雨前大氣中特別強烈之電場所引起之尖端放電是也。黑暗中高電壓導線之旁亦見相類之現象，吾人輒以火星名之。高電壓之工業中，尖端放電實為一種擾亂而招致損失之現象，故於可能範圍內恆不用鋒利之邊緣及尖端以避免之。但有時如遇電壓頗高而電流頗弱時，亦可利用之以作活動接觸處之連接，其導線之一方成尖端狀或成梳狀均可。避雷計亦係利用尖端放電之理而作 (§226)。

289. 電花放電. 尖端放電恆祇限於較小之電量,其電流十分微弱;但電花放電則於電壓頗高時有大量之電量衝擊氣體而過,其猛烈殆同轟擊. 電花放電僅於氣壓與大氣壓力相若或較大時發生,與尖端放電同. 二塊之雲間,或雲與地面之間,電壓可達數百萬[伏特],此時穿越空氣而過之電花放電稱為電閃,其最為雄壯者也. 每一電花發生,必有一巨大之爆聲伴之,故一串迅速相續之電花即引起隆隆不斷之雷聲. 爆聲之來,蓋由於此一瞬間內萬分強烈之電花電流立時引起 Joule 氏熱,其所經各處之氣體即因之加熱,溫度之高迥異尋常. 於是各該處之氣壓大增,氣體中即有壓力波向四方傳播,而雷聲成矣. 此種放電之形狀,最佳可以靜電感應起電機中來頓瓶之兩極,或電磁感應圈中副線圈之兩端,接至絕緣之二圓球(電花隙)而觀察之. 在空氣之中,電花呈紅紫色;但因電極受電花之作用後,其物質輒有少許之蒸發,故電花之光色亦隨電極之種類而大有不同. 電花發生時之電壓繫乎電極之形狀與其間之距離,此外且有關於氣壓及氣體之種類. 電花越過二電極所需之電壓可以實測而知之. 二球之間,或一板與一尖端之間,其值可各有不同. 反之,已知某種形式之二電極間電花所能越過之長度後,即可藉以計出二極間之電壓. 欲使一導體系中二點間之電壓不超過某指定之值,可於此二點間留一相當之電花隙以圖之. 選擇此段電花隙之長度時,務使電花越過此段



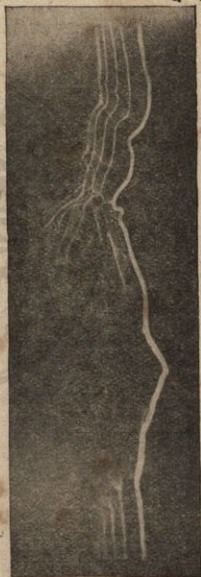
時所需之電壓適等於指定之最高電壓。於是二點間之電壓一達此值後，電花隙內即行放電，而電壓立降。此法自必僅在高電壓裝置中應用之。

第 245 圖示一迅速運動之照相底片所攝電花之像。其時間之先後係自左至右。自此圖中可見電花逐漸發展及方始覺得其途徑時之狀況。觀察電閃時亦見相同之現象。

若有固態或液態之介電體攔住電花之軌道，電壓足夠時，電花可穿越而過。於是固體中即成一細小之孔道。

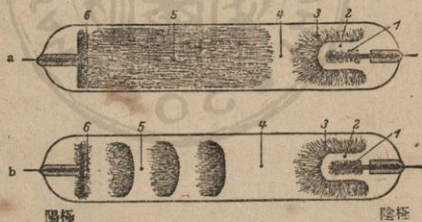
尖端放電與電花放電在空氣中皆生化學作用。空氣中之氧( $O_2$ )可因之化爲臭氧( $O_3$ )，而氧與氮可藉以合成氧化氮。此種之氣體，若大量吸入肺中，頗於身體有害。高壓電機之旁，常不免有此種著聞之臭氣產生。

290. 輝光放電。試於第 246 圖所示玻璃管之兩電極間施以數百[伏特]之電壓，若管中之氣壓爲大氣壓力，則有時竟可增



第 245 圖 連動相片上電花之照相。B. Walter 氏原作。

至數千[伏特],仍毫無放電現象發生。但若將管中氣體抽去,其壓力降至數[厘米]Hg時,放電作用即行開始,其初祇見有帶狀之光接連於陰陽二極之間。氣壓愈降,則放電現象逐漸變為如第246圖 a 或 b 所示之狀。陰極(右方)或作板狀,或作桿狀,在空氣中有略帶紅黑色薄層之光,被蓋極面,是為第一陰極光層(1),其外即繼以 Crookes 氏暗區或稱 Hittorf 氏暗區(2)。此項暗區之外繼以陰電輝(3),若氣體為空氣,則陰電輝作淺藍色。過此又遇另一無光之區域,名為 Faraday 氏暗區(4)。管中其餘之部份幾全為陽電輝(5)所佔,或作連續無斷之光柱,如第246圖 a, 或作明暗相間之光層,如第246圖



第246圖 輝光放電。(a)連續無斷 (b)明暗相間。

b. 在空氣中,陽電輝呈紅紫色。陽極(左方)之表面常蔽以陽極電輝(6),在空氣中略帶紅色。

氣體壓力較高時,光層 1 至 4 咸密擠於緊靠陰極之周圍,而陽電輝幾充滿於管之全部。壓力愈減,則陰極區域漸

見擴展，陽電輝漸向陽極縮回。同時此項現象之光亮亦逐漸減暗，終將完全消滅而黑暗無光；但若放電所賴之電壓不為太弱，仍可維持放電，則玻璃將現活潑之綠色螢光(\$508)。氣體壓力太低時，放電作用終亦完全停止。

氣體中所見發光現象之色，端視氣體之種類而異，各氣體中各具特性。其色即示出所涉氣體之光譜(\$475)。

輝光放電之機械作用非常複雜，迄今尚無法完全探得其詳情。但有一事則已確立不移。自陰極面垂直的發出一種所謂微粒射線，由運動頗速之自由電子組成；此為Plücker氏(1858)所首先發見，繼由Hittorf氏精密研究之，吾人稱之為陰極射線。此種射線之本身，吾人不能僅憑目力以察見之，但當其在氣體中衝撞時，氣體之分子即被激而發光。氣體之陽游子亦組成陽射線，按反對方向而向陰極進行，但其來源非由於陽極，乃係由於氣體之本身。吾人可於陰極上鑽以穿透之孔道(溝渠)，使陽射線得以通入陰極之後方(\$292, 第248圖)，從而觀察此項現象；此實為一最佳之法。發見此現象之Goldstein氏因又以溝渠射線名之。放電作用最重要之部份係在陰極周圍之數層中。蓋吾人若維持氣體壓力常定不變，而增減陰陽二極間之距離，則陰極附近一部份之放電現象亦維持不變，僅陽電輝之長度隨之伸縮。電壓之主要部份，即所謂陰極位降者，幾全在陰極及陰電輝邊緣間之一段中。陰極射線及陽射線之得有速度，其主要原因



即由於此陰極位降。其值隨氣體之種類及陰極之物質而異。當電流密度較小，而陰極上尙未完全爲輝光所蔽蓋之時，此值大致與氣體之壓力無關（正常陰極位降）。電流密度愈大，其值愈增（非正常陰極位降）。稀有氣體中陰極位降之值特低。例如商業上所用之輝光廣告管中，多係充滿一種稀有氣體，通常尤多用氖氣；祇須施以普通電燈所用 220 [伏特] 之電壓，已足以使之發光。其他氣體之正常陰極位降，平均約在 220 至 330 [伏特] 之間。若以紅熾之鉑片或鎢片爲陰極，則陰極位降之值益低；不用片而改用同金屬之絲亦可。此蓋由於熾熱之金屬自能發射電子故也。此種紅熾之電極面上，若再塗以某種鹼土金屬之氧化物，則因其能增進電子之發射，其作用可益見強烈（Wehnelt 氏陰極，參閱 §284）。

**291. 陰極射線。** 陰極射線之名，係因其產生於輝光放電中之陰極而得，已備述於前數節中。一切之電子射線，不論其產生之方法若何，通常亦慣以此名名之。

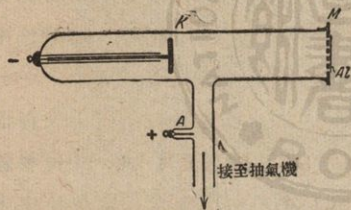
輝光放電時，因電子之有慣性，故當其未與氣體分子碰撞，或受其他之作用而改變其直線軌道以前，陰極射線恆依直線進行。若途中遇有障礙之物體，則螢光之玻璃管壁上即見一清晰之影。除玻璃外，其他尙有多種之物質，尤如許多礦物及鹽類，遇有陰極射線衝擊時，亦能發生螢光。

陰極射線中電子之質量雖小，然因其具有絕大之速度，

故其中藏有巨量之動能。當其射於一障礙物體之時，其速度全消，物體即因之發熱，有時竟可紅熾。

在許多情形中陰極射線又可引起化學變化。例如照相片即受其作用。照相底片上某處苟遇陰極射線射過，經過顯像手術後，即見該處業已變黑。

氣體壓力頗低時，陰極射線可通行於氣體中若干[米]而無阻。遇有薄層之固體或液體，陰極射線亦不難穿透。Lenard 氏即利用此事以使陰極射線射出放電管之外(第 247 圖)。自陰極  $K$  射出之陰極射線與管壁相遇之處置一金屬



第 247 圖 Lenard 氏管。



第 248 圖 溝渠射線。

箔  $M$ ，其上蒙以不透氣之鋁箔  $Al$ 。陰極射線即可透此而出。此種自放電管逸出之陰極射線稱為 Lenard 氏射線。此項射線具有頗強之化學的與生理的作用。

因陰極射線帶有電荷，故遇有電場橫襲其運動方向時，其軌道即因之偏轉。磁場亦能同樣使之偏轉，當於 §307 中詳述之。電子之電荷  $e$  與其質量  $\mu$  之比，即所謂其荷質比

者,可由其軌道偏轉之多寡以測定之。

**292. 輝光放電中之陽射線.** 前在 §290 中已提及溝渠射線(Goldstein 氏, 1886)爲輝光放電中之陽射線(第 248 圖 S)。此種射線係由放電管中所盛氣體之荷電原子即游子所成。此種荷電之原子並非一路恆荷陽電。當其與氣體分子碰撞時,分子即因之游離,游子之電荷可以互易,時或不荷電,時或竟荷陰電。陽射線亦受電場或磁場之作用而偏轉,但因其質量遠較電子爲大,故其所需之場強度亦遠較陰極射線時爲強。利用此法,亦可測出陽射線之荷質比  $\epsilon/\mu$ 。惟此處所遇者爲游子,即荷電之原子,其質量  $\mu$  頗大,故荷質比之值遠較電子之值爲小,且又與氣體之種類有關。陽射線中之微粒所荷之電量可數倍於基元量子之值。

若置某種鹽類於一加熱之陽極上,則自陽極上又發出另一種之射線,稱爲陽極射線,亦由陽游子所成。此種射線係由鹽中所含之物質而來。在尋常之輝光放電現象中,未見有此種之陽極射線,即或有之,亦頗爲微弱。

**293. 電弧.** 試於二炭棒間最低施以 60 [伏特] 之電壓,初時使二棒相觸(須以串聯電阻接入,以免成爲捷路),然後移動之復使彼此相離,苟二棒間之空氣或其他氣體壓力約與 1 [大氣壓] 相埒,而不爲過低者,則氣體中恆有電弧發生。此時炭棒之尖端熾熱,陽棒更遠較陰棒爲甚。陽棒頂端上形成一陷口,強烈之白光即從此發出(第 249 圖)。同時炭棒



間之氣體中因有熾熱之炭粒隨同放電而通過，故亦明耀作光，而成燃炭時所見之淺藍色火燄。電弧中之電流強度可達數[安培]。若調節得宜，其溫度可達  $4000^{\circ}$  弧光燈在工業上之應用頗廣。



第 249 圖 電弧。



第 250 圖 玻璃管水銀燈。

(採自 Pohl, Elektrizitätslehre)

容器中設有二水銀之電極，其中除汞汽外，將其他一切氣體儘量除盡(第 250 圖)，則水銀電極間亦可有電弧發生，殊屬重要。放電時水銀之電極強烈發熱，故管中汞汽之壓力頗高，弧光即在其中通過，猶如在炭棒間之空氣中然。此種弧光明亮萬分，且為強烈之紫外射線之光源，苟燈管非為尋

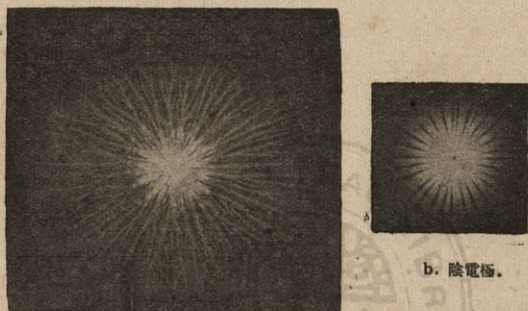
常玻璃所製，而為融過之石英或他種可以任紫外線穿過之玻璃者，則紫外線即可射出管外。紫外射線對於生理上有頗強之作用，故此種之燈（石英水銀燈）用途極廣，例如在醫學上所謂『人工太陽燈』者即是。應用時須戴黑色之眼鏡，以防射入目中。

電弧具有下降之特性曲線 (§286)，故恆須有串聯之電阻預行接入，庶可使電流始終不出規定之極限，而免電弧之成為捷路。

**294. 電圖。** 電花放電或尖端放電時苟中途遇有固體障礙物，如玻璃片等，則其放電作用即在物體上以特殊之狀況向四方傳播。此項放電之軌道可用各種不同之方法以察見之；例如以硫磺華鋪於其上，凡電流軌道所經之處，硫華黏附物上較強，或用其對於照相片之作用亦可。此種現象稱為電圖，或稱為 Lichtenberg 氏電圖。產生此圖之電極不拘陽荷，陰荷均可，惟軌道之形狀亦異（第 251 圖）。

**295. 大氣電。** 風雨時雷電交作，是知大氣之中必有強烈之電荷存在。電閃為電花放電之一種，已見於 §289。但此僅當雲塊上有不同之電荷囤積異常濃厚時方能發生。事實上大氣恆為電荷寄居之所，其中且有強烈之電場，在地面上者約為 120 [伏特]/[米]，而地球對於高層之空氣恆為陰荷。地球所帶電荷之總量約為  $-0,5$  [百萬庫侖]。大氣中之電位遞降可以下法示明之。棉絮中浸透酒精，以導線

與一室內之驗電器接連，燃之以火，而將其伸出窗外，約達一二[米]之遙。因火燄之中有游子存在 (§285)，故其周圍之空



第 251 圖 照相片上之 Eichtenberg 氏電圖。

a. 陽電極。

b. 陰電極。

氣即能導電。棉絮及與之相連之驗電器中之金箔即因之荷電，此可自金箔之分展而知之；更以前章所述之法驗之，知其所荷者為陽電。故密靠房屋牆壁之處，電位已顯著的較地面上者為高。

永久存在於空氣中之游子來源各有不同。大部份係由於地球內及空氣中所存放射質之射線而成，殆無疑義。空氣中所含游子之數當隨空氣壓力而異，蓋氣壓降低時，空氣自地面上昇，恆帶有放射質之射氣也 (§521)。其他一小



部係由於一種穿透力極強之射線，即所謂宇宙射線(\$473)者而來；無論何如，此種射線之來源決不由於地球，而來自太空之中



## 第二十五章 真空中之磁場

**緒言.** 空氣中之磁性作用與在真空中者差別絕微。故本章中凡遇發生磁性作用之物體——磁體，電流線圈等——在真空中者，吾人可假定將其移置空氣之中，而作所述之實驗時，必可得相同之結果，充滿於空間內之物質對於磁性作用之影響，當於第二十六章中述之。

**296. 磁體.** 磁體者通常多指棒狀，針狀或馬蹄狀之鐵，具有二種能為吾人所目擊之特性者而言。其第一特性為能吸引他鐵，第二特性為當其能自由運動時恆指向南北。

試研究二磁體間相互之作用，則見磁體之二端，性質不同。一磁體之一端與他磁體之一端相引，而與其他端相斥；第一磁體之他端作用適又與此相反。由此可知有力自磁體發出，自各方面觀之，頗與電力相似。磁體所具之特性稱為磁性。古時已發見某種鐵礦(所謂天然磁石)具有磁性，而以之作爲航海之用(羅盤)。

條形磁體之磁力通常概自其兩端發出。此處即稱爲磁體之極。任何磁體皆有二極，從未有較二個爲少者。磁體指向北方之一極稱爲北極，或稱陽極，他極則稱爲南極或稱陰極。(有多處地方，例如在法國，此項名稱適爲相反，見後述[§ 301]之理由)。尋常磁棒中磁極所在之處與棒之尾端

相離約爲棒長之 $1/12$ 。

297. 世無真正獨立之磁性。磁偶。〔米一。雙電極〕之物體，通常即電偶 (§ 214)，分爲二段，使每一段中含有一極，則其一段荷陽電，而他段荷陰電 (§ 227)。吾人恆可將陰陽電荷分離，使之彼此自由，靜電學一章中已不乏其例。故吾人謂世間確有真正之電荷存在。

以磁體作同一之實驗，則失敗無疑。取縫針一，熱之以火，而驟冷之，使其變硬，輕磨於一磁體之上以磁化之。於是針之一端成陽極，他端成陰極。其中部固仍與尋常之鐵無異也。試折之爲二，則其各段又自成一完全之新磁體，各具陰陽之極，其極之強度且與未折前針之強度相若。是則以前縫針之中部今又新生相反之二極矣。更將各段繼續分折，其情形無不若此。吾人未有能將陰陽磁性分離，而使其彼此獨立者。陽極與陰極始終成雙雙之配偶，從不作片刻之別離，且相連之二極，強度恆完全相等。故世無真正之磁性，換言之，未有陽性或陰性之磁量能獨自生存如電量者。此爲磁與電最要之區別。

磁體或磁偶之磁矩  $\mathbf{M}$  爲磁極強度  $m$  與其二極間距離  $l$  之相乘積  $ml$ ，與電矩之定義完全相同。

$$\mathbf{M} = ml. \quad (1)$$

(關於磁極強度單位之定義，見 § 298)。兩極間之連線稱爲磁體之磁軸。其方向係自南極指向北極。



自然界中既無獨立之磁極，所有者僅為極偶，故磁極之概念係基於虛構，而無物理的實際性。但在許多情形中，此種之虛構亦頗有應用。實際描寫自然界中之經過情形時，吾人所遇者恆為極偶之偶矩，而從不涉單極之強度，以後將常見之。

298. 關於磁極之 Coulomb 氏定律。因磁極不能獨立存在，故吾人頗難研究各極間彼此施受之力之作用；誠欲觀察之，則恆得一磁體二極對於他磁體二極間之作用。但此項困難可用十分修長之磁體以避免之，蓋將二磁體之各一極互相靠近時，其他二極可相離頗遠，對於此二極可無顯著之力的作用也（且此種擾亂亦可由計算以消除之）。例如鉛直的懸一條形長磁棒於天平之一邊，平衡其重量，另取一長磁棒鉛直的置於其下，使其上端之一極與第一磁棒下端之一極相近。視此二極之究為異號抑或同號，而彼此或相吸引，或相推斥。此力可於天平之他端加減砝碼以抵消之，而磁力之值即可從此量出。但此法中又遇一困難，即無特別之法以精密測定磁體中磁極真正所在之處。基於近似之實驗，Coulomb 氏(1785)曾得一關於二磁極間作用力之著名的定律，其形式與關於電荷之 Coulomb 氏定律完全相同。

二磁極強度各為  $m$  與  $m'$ ，彼此相距  $r$  時，作用於其間之力為

$$k = (\text{常數}) \cdot \frac{mm'}{r^2}.$$

此常數之值視若何選擇磁極強度之單位而定。通常吾人

亦用與選擇電荷單位(靜電制電荷單位, § 211) 時同一之法, 即二磁極均在真空之中(參閱 § 356) 而  $k$  力以 [達因] 為單位者, 此常數之值應為 1, 於是

$$k = \frac{mm'}{r^2} \text{ [達因]}. \quad (2)$$

故真空中一磁極——與在空氣中相差極微——與另一相同之他磁極相距  $r=1$  [厘米] 時, 如其所受之作用力  $k$  為 1 [達因] 者, 該磁極之強度為 1; 此即磁極強度單位之定義. 磁極強度單位與 C. G. S. 制之關係亦即由此表出之.

此力可為正值(斥力)亦可為負值(引力), 一視二極究為同號抑為異號而定, 完全與電荷之情形相同.

形式上(2)式與關於電荷之 Coulomb 氏定律完全相同, 故在 C. G. S. 制中磁極強度之因次亦與電荷(靜電制)之因次同, 即  $|m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{3}{2}} t^{-1}|$ .

**299. 磁場強度. 力線.** 空間內某點之磁場強度以一單位磁極置於該點時所受之力量之, 與電場強度之定義同. 設  $\mathbf{H}$  為磁場強度, 則其作用於一磁極  $m$  之力應等於

$$k = m \mathbf{H} \text{ [達因]}. \quad (3)$$

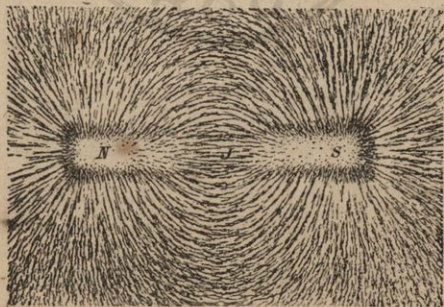
此力或為正(順場之方向)或為負(逆場之方向), 視  $m$  之符號而定. 若強度為 1 之磁極所受之力為  $k=1$  [達因], 則該處之磁場強度亦為 1. 此磁場之單位稱為 1 [高斯], 以紀念大數學家兼物理學家 Gauss 氏. 磁場強度係由力導出; 力為向量, 故磁場強度亦為一向量.

磁力線之定義亦與電力線同。力線之方向示場之方向，力線之密度(穿過一垂直於場向之平面上1 [厘米]<sup>2</sup>中之力線條數)示場之強度。力線恆自磁體之陽極發出，而趨向同磁體或他磁體之陰極。磁極強度為  $m$  者，自其發出之力線總數為  $4\pi m$  (證法與關於電荷  $e$  之力線數者相同，§ 223)

按(2)式之 Coulomb 氏定律及(3)式，知場中任一點與一單極  $m$  相離  $r$  者，其磁場強度為

$$H = \frac{m}{r^2} \text{ [高斯]}. \quad (4)$$

磁力線可用微細之鐵屑以顯示之。取一木框，緊張以紙，撒一薄層之鐵屑於其上，框下置磁體，輕擊紙面，則見鐵屑自行排列成線狀，相應於力線之方向。磁場最強之處，鐵屑擠集最密(第 252 及 253 圖)。關於此項現象之原因，見 § 355。

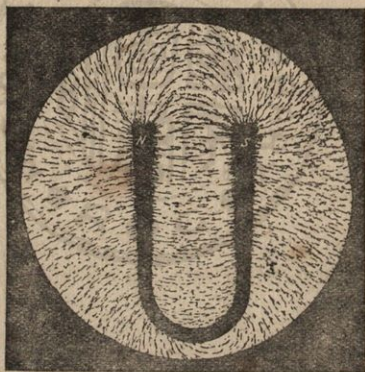


第 253 圖 條形磁體之力線，用鐵屑顯出者。



在空間內一部份較廣之區域內，磁場強度之量與向到處相同者，稱為均勻磁場。

因 Coulomb 氏定律對於磁極及對於電荷之相似，故電偶之電場與磁偶之磁場亦完全相同（至少在極偶體外之空間內為相同），而 (15 a) 及 (15 b) 二式 (§ 223) 對於磁偶亦為合理，惟其中之  $M$  當改為磁偶之磁矩。第 252 圖及第 253 圖所示者皆為極偶磁場之例。



第 253 圖 蹄形磁體之力線，用鐵屑顯出者。

(採自 Pohl, Elektrizitätslehre)

**300. 磁場對於磁偶之力的作用。** 形式上磁偶與電偶完全相同，故以前所得關於電場對於電偶之作用 (§ 228) 之方程式均可直接移用於此，以求磁場對於磁偶即磁體之作

用，惟其中之電荷  $e$  當易，以磁極強度  $m$ ，電場  $E$  當易以磁場  $H$ 。於是磁偶之磁矩為  $M$  者，在均勻磁場  $H$  中所受之力矩為

$$N = MH \sin \varphi \text{ [達因]} \cdot \text{[厘米]}, \quad (5)$$

式中  $\varphi$  為其磁軸與場向所成之交角 (§ 228, 第 196 圖  $a$ )。在非均勻之場中，若其磁軸已與場向 ( $x$  方向) 相合，且在陰陽二極處場之方向又相同 (§ 228, 第 196 圖  $c$ )，則其所受之作用力為

$$K = M \frac{dH}{dx} \text{ [達因]}, \quad (6)$$

此力之方向與場強度遞增之方向相同。此處又取決乎磁矩而不涉單極之強度。

磁體之磁矩又可先將其在已知強度之電場中所受之力矩  $N$  測出，再按 (5) 式以計算之。

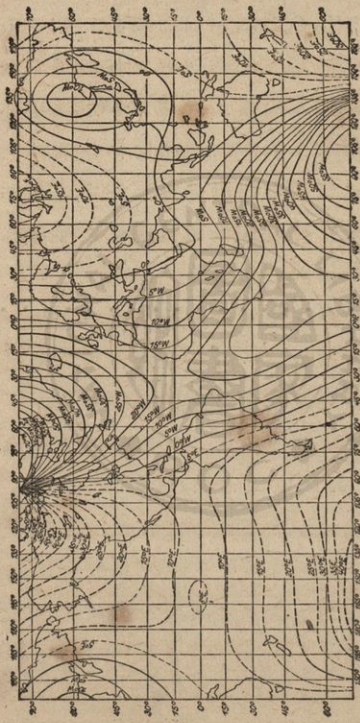
**301. 地球磁性。** 地面上有磁場，且隨同地球而運動，是知地球之性質猶如一磁體，故亦為一磁偶。地球之組織大部份為鐵，其所以成磁體者或即以此；此非特為可能的，且為近真的事實。但其他方面關於地球何以磁化之故，則毫無所知（有人臆測地球之磁化，純係由於其繞軸之轉動，但轉動何以能磁化之效應仍屬茫然。關於此事吾人可附帶申明，太陽亦有磁性，且其二極亦適與轉軸之二端相合）。地球之磁極在地球二極之附近（磁性北極在 Melville 島，北緯  $70^{\circ}5'$ ，西經  $96^{\circ}46'$ ，磁性南極在南極大陸，南緯  $72^{\circ}25'$ ，東經  $154^{\circ}$ ）。嚴格

言之此種名稱有前後不符之病，蓋磁針之北極與地球之北極相引，就磁性之意義言之，地球北極固應為磁性南極也，反之亦然（以此之故，磁極之名稱有多處地方與此相反）。

事實上地磁之二極既不精確的與地理之二極相合，故磁針通常亦非精確的指向南北。地面之上，有數處如東普魯士及蘇俄之 Kursk 等處地磁場大異尋常，該處磁針之方向竟完全變易。此種局部的例外大概均因有大量之鐵礦淺藏於地面之下所致。在 Kursk 地方，竟因研究此種之例外現象而發現最大之鐵礦。磁針所指方向離開真正地理的南北向之度數稱為磁偏角，航海術語亦稱為錯向（Missweisung）。第 254 圖示 1922 年磁偏角相同各處連成之曲線，各曲線旁附註之度數示明各該處磁偏角之值。地磁之極繼續不斷的作緩慢之遷移。故各處之磁偏角亦隨時有緩慢之變更。

一磁體各極上所受地磁二極作用之力應以二極單獨作用時之二力按平行四邊形定律相加而得，故地面上各處地磁場之方向多寡應與地面傾斜。地面上地磁二極所在之處，磁針直立向下；赤道上則與地面相切。各處磁場之方向與水平線相交之角稱為磁傾角。製造磁針與羅盤針等物之時，恆於其一端稍行加重，以抵消磁傾角所引起之傾斜。在北半球上加重者為磁針南極之一端。惟此時磁針所受之作用非為地磁之全力，而僅為其磁場強度之水平分量（水





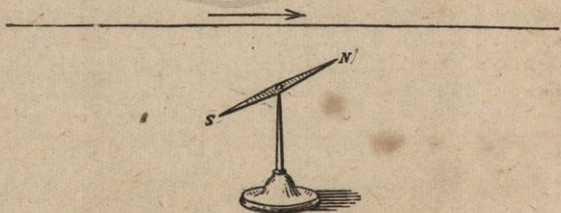
第254圖 1922年等磁偏角連線。

平強度)。在中緯度( $45^\circ$ )附近,其值約爲 $0,2$  [高斯], 其與地面垂直之分量稱爲鉛直分量。

地磁場可以種種之原因而變易, 其一由於磁極位置之不常定,已見前述。此外尚有每日的,每年的,或更有長時期的週期起落。太陽黑子之活動對於地磁亦有擾亂,其間之關係與其對於極光的關係相同,非僅爲時間的,亦且爲因果的。又如在強烈電流附近之區域中,磁場亦生局部之變化,故大城市中尤見顯著。此種擾亂之強者,每可使附近區域內不能作精密的磁學測量。

吾人之得以羅盤定出地面上之方向,地磁實爲功匪淺。鋼鐵之船身對於羅盤每有擾亂之作用,故須另行設計以抵消之。迴轉羅盤( $\S 48$ )之優點即在乎是。

302. 直線電流之磁場。試取一南北向水平緊張之導線,通以數 [安培] 之直流電流 (第 255 圖)。持一磁針近此導

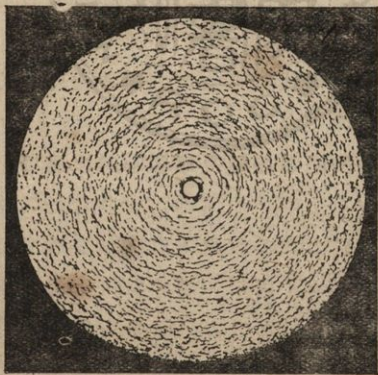


第 255 圖 Ørsted 氏之實驗。

線,則見磁針所指之方向偏出南北之外;電流不止,磁針不返,電流逆流,偏向亦反 (Ørsted 氏, 1820)。

自此實驗可知凡電流之周圍恆有電場。由更精確之研究，知電流通過之直線附近，磁力線成圓形，而導線即通過其中心。設導線旁有一自由運動之磁針，則其位置恆到處垂直於自其中點至導線之連線。將此種之磁針繞導線一週，針即自轉一次。（此處自須假設地磁場之強度遠較由電流產生之磁場為弱，蓋否則後者將因前者之作用而有顯著的變化。故上述之現象，僅於電流並不太弱時方有之）。

由電流產生之磁場亦可以鐵屑顯示之，如其他之磁場然。直線導線之旁，鐵屑恆依圓周而排列，其圓心在導線上，頗為明晰（第256圖；作圖時導線通過中間之小孔）。



第256圖 直線電流之磁場。

（採自 Pohl, Elektrizitätslehre）



此處之磁力線並非起於磁『極』，亦非止於磁『極』，而自成閉合之曲線；此事殊為重要。是謂閉合力線。

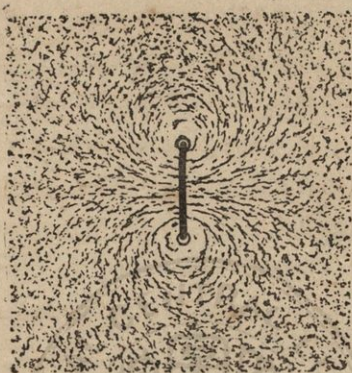
無論何處磁場向量之方向恆可以一磁針測出之，磁針北極所指之方向即為磁場之正方向。按諸實驗，可得下述之結論：吾人自(陽)電流之後端順其流向視之，其磁力線恆依順時針之旋轉向而周繞導線。若欲敏捷辨明其方向，則可用下列之定則：

Ampère 氏游泳定則：吾人可設想順電流之方向游泳前進，面對磁針。吾人將見磁針之北極恆偏倚向左。

右手定則：以右手之手掌面對磁針，四指順電流方向而伸展。於是拇指伸直後所指之方向，即為磁針北極偏倚之向。

螺旋定則：正螺旋順電流之方向前進時，其旋轉向即為磁力線周繞導線之向。

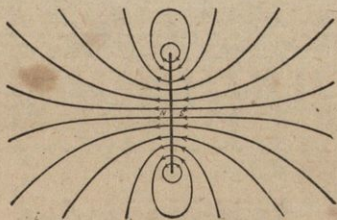
303. 電流流過導線環及螺線管時之磁場。試以導線彎成圓形或方形之環，而作同樣之實驗，就性質言之，亦應得相同之作用。磁力線仍復周繞導線，各自成閉合之曲線，但不復作圓形。第 257 圖示一導線環內有電流流過時在某一平面內以鐵屑顯示之磁力線，該平面與導線環之平面相垂直。此種之力線咸自環之一面入，自他面出，周繞導線一次，而仍返起點。若將鐵片磁化之，使其一面為北極，一面為南極，則其磁力線之圖形亦將與此相同(第 258 圖)。吾人可



第 257 圖 導線環電流之磁場。  
(採自 Pohl, Elektrizitätslehre)

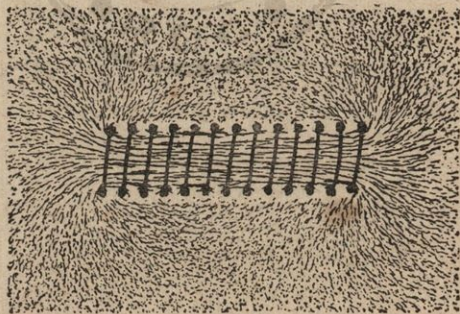
稱此種之鐵片為磁片,或稱磁偶層。電流流過導線環時,恰似環之一面被有陽磁性,他一面被有陰磁性者然。故導線環中有電流時,其磁性即等於一磁片。

凡電路圍成之面皆稱為電路之匝面。同一之面  $F$  為同一之電流圍繞  $n$  匝者,其匝面等於  $nF$ 。



第 258 圖 磁片之磁場略圖。

磁棒可視作無數之磁片並列而成。純就電的方面觀察之，吾人若亦將無數之導線環並列成一管狀，各環中均有電流流過，則其磁場亦與磁棒之磁場極相類似。此管狀之物，最簡單者可以一條導線捲成一螺旋，使各圈相並而成，於是同一之電流順次歷經各圈而流過。此種之管稱爲螺線管。螺線管之磁場，在管內與管軸平行，出管後各經長短不一之路程而仍返至管內（第259圖a）。電流流過此種之螺線管時，吾人若以磁針細察管內管外，不難證明上述之情形。若更以之與磁棒之磁場相比較，則可見二者之情形完全相似（參閱§299，第252圖）。故螺線管中有電流流過時，在其磁性方面觀之，等於一磁棒。導線環與螺線管周圍磁場之方向，亦可依§302所述之定則以辨認之。吾人試沿管軸向管



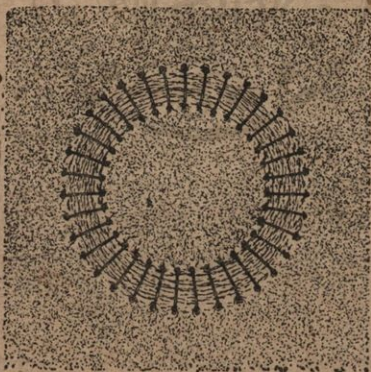
第259 a圖 螺線管電流之磁場。

(採自 Pohl, Elektrizitätslehre)



內望之，若見電流之方向爲順時針者，則管內磁力線之方向係背觀察者而去。在此例中，螺線管離吾人較遠之一端似爲『北極』，而與吾人相向之一端似爲『南極』。

螺線管之力線自亦各成閉合之曲線，故管內力線之總數必等於管外與之反向之力線總數。若螺線管既狹且長，則管內之力線密度將遠較管外爲大，蓋管外之力線大都咸自管之一端經一頗長之弧而始返他端也。是知管內之磁場必遠較管外爲強。試設想將一獨立之陽磁極沿一力線反抗磁力之方向週繞一次而仍返原點，則其所受之力在管內者遠較管外爲大。故在此項運動中，其經過管內一段路



第 259 b 圖。鑄環狀螺線管電流之磁場。

(採自 Pohl, Elektrizitätslehre)

程時所需之工作幾佔其大半，而經過管外一段路程時，工作之值頗小。

第259圖b所示之情形，尤饒趣味，圖為將螺線管彎作鑄環狀後之磁場。在此例中，力線完全圍於管內。管外並無磁場。

**304. Laplace 氏定律。** 任意形式之導體內有電流流過時，其磁場之形狀通常恆頗為複雜。吾人試先計算一單獨之電荷子帶有電荷  $\varepsilon$  而以速度  $v$  運動時之磁場。此種之電荷子即可代表一電流，實則導體內之電流，亦不過為無數此種之電荷子(電子，游子)同時運動而已。在一與此單獨電荷子相距  $r$  處之電場可以下式表之

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\varepsilon v}{r^2} \sin(\nu, r) \text{ [高斯]} \quad (7a)$$

式中電荷  $\varepsilon$  以靜電單位量之。  $(\nu, r)$  為速度  $v$  與自運動電荷至該處所引向徑  $r$  間之交角。常數  $1/c$  有一重要之意義。  $c$  之數值約為  $3 \cdot 10^{10}$ ，而其在 C. G. S. 制中之因次為  $|lt^{-1}|$ ，與速度同。事實上此常數  $c$  與光之速度 (§ 315 及 327) 相等。但習慣上亦可放棄此常數  $1/c$  而將(7a)式寫成

$$\mathbf{H} = \frac{\varepsilon v}{r^2} \sin(\nu, r) \text{ [高斯]} \quad (7b)$$

欲使此式在數值上仍為合理，須命電荷  $\varepsilon$  之數值較前者小  $1/c$  倍，換言之，即須用一較前大  $3 \cdot 10^{10}$  倍之新單位以量電荷。若此，則又引出一種電量之新單位制，稱為電磁單位制，與前

述之靜電單位制及實用單位制同為吾人所常用。其詳細情形可見 § 314 及 315。吾人此處姑先申述電磁制中，電量之單位為 10 [庫侖]，電流之單位為 10 [安培]，電壓之單位為  $10^{-8}$  [伏特]，電阻之單位為  $10^{-9}$  [歐姆]。在本章中以後均將用電磁單位制。

一導體中有電流  $i$  流過時，其周圍即生磁場，已如前述；吾人試注目於該導體中之一基元段，長為  $dl$ ，截面為  $q$ ，場中之某點與之相距  $r$ ，則某點之磁場強度中，其由於該基元段

導體內之電流所引起之部份，可自 (7b) 式計算而得。前述者為單獨之電荷子，今當易以在此段導體內運動之全部電荷子。命每 1 [厘米]<sup>3</sup> 中有  $n$  個此種之電荷子，於是在此段之導體元內共有  $nq dl$  個，而在其中運動之電量共為  $\epsilon nq dl$ 。按 § 245，

$n \epsilon qv = i$  為導體內之電流強度。於是在場內一點  $m$  (第 260 圖) 處由於全導體引起之磁場強度總值中，其起源於該段導體元之一部份  $d\mathbf{H}$  之值可自 (7b) 式計算之，即

$$d\mathbf{H} = \frac{idl}{r^2} \sin(i, r) \text{ [高斯]} \quad (8)$$

此處以  $(i, r)$  代替  $(v, r)$ ，蓋電流之方向恆與電荷子運動之方向相同也。此為 Laplace 氏定律 (1821，通常皆誤稱為 Biot-Savart 二氏定律，見 (9) 式)。將一閉合電路之各段導體元在某定點處所引起之  $d\mathbf{H}$  一一按向量加法定律相加 (積分)，即



第 260 圖 Laplace 氏定律之說明。



得全部閉合電路在該點處引起之總磁場。但此僅限於十分簡單之情形，方能求得。設有一導線環，半徑為  $r$ ，其導線僅繞一匝，試計算其中心處之磁場強度。在此例中， $r$  為常定， $(i, r) = 90^\circ$ ，即  $\sin(i, r) = 1$ ，而導線元  $dl$  之總和適等於圓周之長  $2\pi r$ 。於是得 Biot-Savart 二氏 (1820) 之定律

$$\mathbf{H} = \frac{2\pi i}{r} [\text{高斯}]. \quad (9)$$

用簡單之積分，可得一與無限長直線導線相距  $r$  處之磁場強度為

$$\mathbf{H} = \frac{2i}{r} [\text{高斯}]. \quad (10)$$

更設有一  $N$  圈之螺線管，其管身之長  $l$  遠較其直徑為大，則沿管軸之磁場強度亦可由簡單之計算得

$$\mathbf{H} = \frac{4\pi Ni}{l} = 4\pi ni [\text{高斯}], \quad (11)$$

式中  $n = N/l$  為管長每一 [厘米] 內之導線匝數。此項磁場強度沿管軸一路大致均屬常定，惟於其兩端附近處始稍稍減弱 (參閱導線環 [第 257 圖] 及螺線管 [第 259 圖 a] 之磁力線圖)。 (11) 式對於鐮環狀螺線管內之磁場 (第 259 圖 b) 亦為合理。

**305. 磁場中有電流流過之導線所受力之作用。** 導線中有電流流過時，即有磁場圍繞於其四周；遇有磁極，立施作用力。按諸 Newton 氏第三公理，磁極或其磁場亦必反施一等強之力於電流流過之導體。但此處須注意電流與磁極

間之交互作用僅就第三公理之本義言之方爲合理，其作用力之方向，並不在電流導體與磁極間之連線上 (§ 29)。作用於磁極上之力恆垂直於自磁極至電流導體之連線。反之，一導體垂直於磁力之方向而在他方面可以任意運動者，其中若有電流流過時，亦恆將按一方向同時垂直於力線向及電流向而運動。欲定出此種運動之方向，可用下述之定則：

游泳定則：吾人可設想順(陽)電流之方向游泳前進，見磁力線迎面而來。於是導體即按吾人右手伸直時所指之方向而運動。

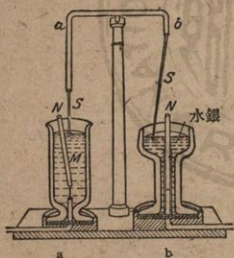
左手定則：以左手之手掌面對北極(即與力線之方向相迎)，四指順(陽)電流之方向而伸展。於是拇指伸直後所指之方向即爲導體之運動向。

此種定則爲 § 302 所示之定則之逆。

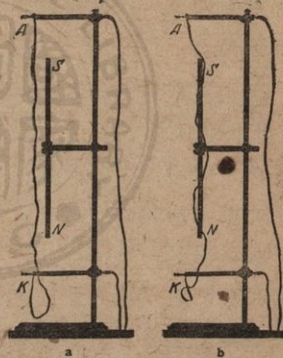
磁場對於一電流流過之導線環或螺線管之作用，可逕以其相等之磁片或磁棒代之。片之一面或棒之一端究應爲一磁體之北極所吸引抑推斥，則視電流之方向而定。有所謂 Ampère 氏架 (§ 312, 第 269 圖) 者，其上可橫懸一螺線管，管能轉動自如。遇有電流流過時，管身將僅以地磁場之作用而自行轉至南北之向。

第 261 圖所示之二種儀器爲 Ampère 氏所計劃，可用以簡單的示明上述之規律。第 261 圖 *a* 示一儲有水銀之器皿，其中置一磁棒 *M*，將其南極一端固定，而任其北極一端活動。

電流自  $S$  線導入水銀中，而自其下部導出。於是磁棒之北極  $N$  即沿由電流所生磁力線之方向繞  $S$  線而運動。若電流自上而下，則從上面觀之，北極之轉動為順時針向。電流之方向相反，則轉動之方向亦反。第 261 圖  $b$  所示之水銀器內置有固定之磁棒，而導線  $S$  可以轉動。若電流自上而下，且磁棒之北極向上，則自上面觀之，轉動向亦為順時針向。此種情形皆可逕自上述之定則推出。



第 261 圖 Ampère 氏轉動儀器。



第 262 圖 導體圍繞一條形磁。

運動之導體恆有一種傾向，欲將其本身置於垂直於磁力線之方向，此可以下述之實驗（第 262 圖）示明之。電路之一部份為一彎曲自如之金屬帶  $AK$ ，鬆懸於一磁棒  $SN$  之旁。磁棒之力線係鉛直。故金屬帶即儘量轉向水平之位置，於是捲於磁棒之上。使電流反向，則金屬帶自行解下，復以相



反之方向,仍捲棒上(參閱 § 306).

306. 磁場對於運動電荷之力的作用. 因任何電流均由運動之電荷子所成,故吾人於計算磁場對於電流之作用力時,最好先計算其對於一個在空中可完全自由運動之單獨電荷子之作用. 設有一個單獨之電荷子(游子或電子),帶有電荷  $\epsilon$ , 以速度  $v$  而運動. 按 (7b) 式,其在一點與之相距  $r$  處所生之磁場,應為  $\mathbf{H} = \epsilon v \sin(v, r) / r^2$  [高斯]. 該處若有一磁極  $m$ , 則作用於其上之力為

$$k = \frac{\epsilon v m}{r^2} \sin(v, r) \text{ [達因]}. \quad (12)$$

按諸 Newton 氏第三公理,此力與其反作用力應為等強. 故(12)式所示者非僅為運動電荷子所生之磁場作用於靜止磁極之力,亦且為磁極之磁場作用於運動電荷子之力. 按 § 299, 與一單獨磁極相距  $r$  處之磁場強度為  $\mathbf{H} = m / r^2$ , 故由 (12) 式即得運動電荷子在磁場  $\mathbf{H}$  中所受之力為

$$k = \epsilon v \mathbf{H} \sin(v, \mathbf{H}) \text{ [達因]}. \quad (13)$$

此處已將  $(v, r)$  易以  $(v, \mathbf{H})$  蓋一單獨磁極之磁場方向恆為沿輻,其方向恆與向徑  $r$  相同也. 不問磁場之起源若何,祇須場之強度相等者,其力之作用強弱恆係相同,故(13)式對於任何磁場  $\mathbf{H}$ , 普遍皆為合理. 式中之電荷  $\epsilon$  應以電磁單位表之.

磁場對於運動電荷子之力恆垂直於電荷子速度之方向,即垂直於其任何時間之軌道,故軌道輒因之彎曲. 在一

均勻磁場之內，電荷子運動之軌道成一螺線，其軸平行於場向。此時之運動，蓋由二部份所合成，其一為繞行此軸之圓周運動，其二為沿軸之定速前進運動。作圓周運動時所需之向心力 (§ 37) 即取給於磁場所施之力。試將速度分為二分量，其一平行於磁場  $\mathbf{H}$  者為  $v \cdot \cos(v, \mathbf{H})$ ，其二與之垂直者為  $v \cdot \sin(v, \mathbf{H})$ 。平行分量不受磁場之作用。對於垂直之分量，若  $\mu$  為電荷子之質量，則應有

$$\frac{\mu v^2 \sin^2(v, \mathbf{H})}{r} = \varepsilon v \mathbf{H} \sin(v, \mathbf{H}) \quad [\text{達因}] \quad (14)$$

之關係，蓋向心力應等於離心力也。於是螺線之半徑為

$$r = \frac{\mu v \sin(v, \mathbf{H})}{\varepsilon \mathbf{H}} \quad [\text{厘米}] \quad (15)$$

若磁場之方向與速度  $v$  相垂直，則  $\sin(v, \mathbf{H}) = 1$ ，而軌道成爲一閉合之圓周，其半徑等於

$$r = \frac{\mu v}{\varepsilon \mathbf{H}} \quad [\text{厘米}] \quad (16)$$

吾人須特加注意，磁場之作用力始終垂直於電荷子任何時間之運動向，由此所得之加速度因亦始終與之垂直，故一個單獨之自由電荷子速度之值可維持不變，所變者僅其方向。

307. 陰極射線之磁偏轉與電偏轉。前在 § 306 中所述磁場之力的作用，最佳者可於磁場中之陰極射線觀察之。陰極射線者，爲一羣在空中自由運動速度絕大之電子 (§ 291)。命  $\mu$  爲一個電子之質量， $\varepsilon$  爲其電荷 (電量子, § 213)， $v$  爲其

前進之速度。若在一  $H$  [高斯] 之磁場中，場向與電子前進之軌道垂直，則其軌道將因之繼續偏轉，成一圓周，其半徑以 (16) 式定之。視磁場之方向若何，其軌道或向此方偏轉，或向他方偏轉。第 263 圖示熾熱之陰極面上一細小之銹點

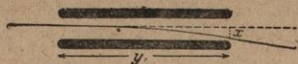


第 263 圖 磁場中陰極射線之偏轉。

所發出陰極射線 (§ 291) 之偏轉，其中間一條為未偏轉之射線，左右二邊二條為偏轉之射線，或偏向一邊，或偏向他邊，純視磁場之方向而異。

電子既帶電荷，在電場之中，自必亦有偏轉之作用，一如其他之電荷子然。設有一個電子或一組陰極射線於其前進運動中穿過一容電器 (第 264 圖)，其運動之方向平行於器之導片；二片間有電場  $E$ ，則其直線軌道即因之偏轉，或向此





第 264 圖 電場中陰極射線之偏轉。

片，或向他片，一視電場之方向而異。電子所受之作用力為  $\varepsilon \mathbf{E} = \mu \gamma$  ( $\gamma$  = 電場中引起之加速度， $\varepsilon$  及  $\mathbf{E}$  同用靜電單位或同用電磁單位表之)，故其加速度為  $\gamma = \frac{\varepsilon}{\mu} \mathbf{E}$ 。經過  $t$  時間後，其在與原來進行向垂直之方向上所行之路程為  $x = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\mu} \mathbf{E} t^2$ 。命  $v$  為其速度在平行於二片之方向上之分速，亦即其原來之速度， $y$  為其在二片間電場中所行之路程，則  $t = y/v$ ，而  $x = \varepsilon \mathbf{E} y^2 / 2 \mu v^2$ ，或

$$\frac{\mu v^2}{\varepsilon} = \frac{\mathbf{E} y^2}{2x} \quad (17a)$$

(此項運動之情形完全與在地面上重力場中水平拋射一物體時相同。物體在重力場中以彎曲之軌道前進，終將落至地面，電子在容電器之電場中前進，終亦將落至陽荷之一片)。以 (16) 及 (17a) 式合併而解之，即得  $\varepsilon/\mu$  之比及速度  $v$  之值。故吾人可自陰極射線在磁場及電場中偏轉之多寡以計算此二量之值。自電偏轉(非磁偏轉)之值更可計算電子賴以得有速度  $v$  之原電壓  $U$  之值。作於電子上之工為  $\varepsilon U$  [爾格] ( $\varepsilon$  與  $U$  或均以靜電單位，或均以電磁單位表之)，電子之動能  $\frac{1}{2} \mu v^2$  即由此而來，故得

$$\frac{1}{2}\mu v^2 = \varepsilon U, \text{ 或 } \frac{\mu v^2}{\varepsilon} = 2U \quad (17b)$$

此式可用以代替 (17a) 式，蓋二式中之未知值均為  $\varepsilon/\mu$  與  $v^2$  也。

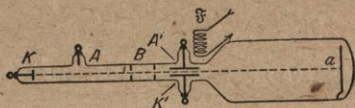
速度  $v$  自可隨各種不同之情形而異。但  $\varepsilon/\mu$  一值對於一切之電子為一特性之常數。此為 1 [克] 之電子所帶之電荷，故吾人稱之為電子之荷質比。按最精密之測量，其值為

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon}{\mu} &= 5,29_1 \cdot 10^{17} \text{ [靜電單位電荷]/[克]} \\ &= 1,76_0 \cdot 10^8 \text{ [庫侖]/[克]}. \end{aligned}$$

以電子所帶電荷之值 (§ 213) 代入，即得電子之質量  $\mu$  為  $9,04 \cdot 10^{-28}$  [克]，較氫原子小 1843 倍。故電子之原子量 (§ 96) 為  $\frac{1,0078}{1843} = 5,47 \cdot 10^{-4}$  (參閱 § 492 及 537)。

其他運動絕速之電荷子，尤如陽射線 (§ 292) 及放射質之  $\alpha$  與  $\beta$  射線 (§ 519) 等之荷質比，亦可用上述之法由其在電偏轉及磁偏轉以測定之。

陰極射線之磁偏轉可用一適宜之放電管及一強烈之磁體逕自其放電圖形之變化以觀察之。若欲示明電偏轉，則於放電管內須備有容電器之二導片，而令陰極射線在此間穿過，且兩片間之電壓須為頗高。最佳之法可於管之一端置一屏幕  $a$ ，塗以螢光性之物質，使射線偏轉之情形在其上明晰可睹 (Braun 氏管，第 265 圖)，所用之陰極射線愈細



第 265 圖 Braun 氏管。

愈妙。此纖細之射線在屏幕上僅現一光亮之微點，其移動即示明射線之偏轉，且移動之多寡亦可由此量出之。Braun 氏管又可用以分析交流電壓及電流之時間的變化，雖極速之電振動亦可藉此觀察之。分析電流時，置一螺線管  $F$  於放電管之旁，與陰極射線之軌道相垂直。螺線之電阻頗小，以欲測之電流通入其中，由此產生之磁場可使陰極射線偏轉。無論磁場之變化若何迅速，此項偏轉之變化恆能亦步亦趨，緊隨無誤。於是屏幕上之光點綴成一條光線。此光線若自一轉動之鏡觀察之，則吾人將見一曲線，其時間的先後已藉此表成空間的左右，換言之，該曲線已示出電流強度為時間之函數。欲測電壓時，或以之施於管中容電器之片上，或以之施於一電阻頗大之螺線管  $F$  之兩端，其餘之手續悉同前述測量電流之法。Braun 氏管較諸其他一切目的相同之儀器為優（示波器），其最要之優點在於陰極射線中之電子質量頗小，實際上幾無慣性。

電子射線近似的沿一扁平導線圈之軸而在其磁場內穿過時，其偏轉頗與尋常光線穿過透鏡時之情形相同。故對於電子射線而言，此種之磁場恰似『透鏡』，若命射線射於

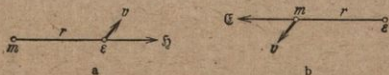


一螢光之屏幕，則不難藉此將發射電子之物體表面造成一像，完全與發射光線之物體表面藉透鏡以造像之情形相同。若用二個線圈作為『透鏡』，則更可將其顯著的放大(所謂電子顯微鏡)。此項造像之定律，形式上完全與光學中透鏡造像 (§ 415) 之定律相同。像之距離與物之距離對於一值稱為『透鏡』之焦距者之關係，亦與光學中無異。惟此處之焦距與磁場強度有關，故可連續的變更之。

308. 電場對於運動磁極之力的作用。吾人已於 § 306, (12) 式中述及  $m/r^2$  一值為一靜止磁極之磁場  $\mathbf{H}$ ，而由此算出一磁場對於一運動電荷子之力的作用(13)式。但在(12)式中吾人亦可視  $\epsilon/r^2$  一項為與運動電荷  $\epsilon$  相距  $r$  處即磁極所在處之電場  $\mathbf{E}$ ，而將(12)式書作

$$k = m v \mathbf{E} \sin(\nu, r) \text{ [達因].}$$

吾人須注意(12)式原示磁極  $m$  在運動電荷  $\epsilon$  周圍磁場中所受之力。此處吾人可順作一假設，即不問電荷運動而磁極靜止或磁極運動而電荷靜止(第 266 圖  $a$  及  $b$ )，其間作用之力毫無區別；此項假設可由相對論證實之。在後者之情形中，上式又得一新意義。此處  $\mathbf{E}$  為靜止電荷  $\epsilon$  在磁極  $m$



第 266 圖  $a$  動電荷在一靜磁極之磁場內。  
 $b$  動磁極在一靜電荷之電場內。

處所產生之靜電場，於是上式之意謂運動之磁極在一電場中亦受力之作用。磁極亦將離其運動向而偏轉；此力之方向恆垂直於場向及運動向所成之平面，與運動電荷之情形同。總之運動之電荷在磁場中之偏轉完全與運動之磁極在電場中之偏轉相應，故(13)式(§ 306)對於磁場中之運動電荷為合理者，祇須將其  $\varepsilon$  易以  $m$ ， $\mathbf{H}$  易以  $\mathbf{E}$ ，即可化為上式。

309. 磁場對於電流之力的作用。前在§ 306中已得磁場對於其中一個單獨之運動電荷子之力的作用，今將進而討論一段導體元內全部運動電荷子所受之力，該段導體元之長為  $dl$ ，截面為  $q$ ，其中有電流  $i$  流過。於是§ 306中之  $\varepsilon$  今當代以導體元  $dl$  內全部之運動電荷  $n\varepsilon qdl$  ( $n$ =每[厘米]<sup>3</sup>中之電子數)，而  $n\varepsilon qv=i$  為該段導體元中電流之強度(§ 245, 4式)。按§ 306, (13)式，導體內有電流  $i$  流過時，其  $dl$  之一段在磁場  $\mathbf{H}$  中所受之力應為

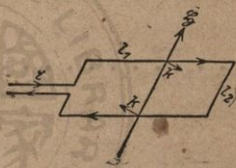
$$dk = idl \mathbf{H} \sin(i, \mathbf{H}) \text{ [達因]}. \quad (18)$$

以處又以  $(i, \mathbf{H})$  角代  $(v, \mathbf{H})$ ，蓋電流  $i$  之方向恆與各電荷子運動之方向相符也。此  $dk$  之力垂直於電流之方向，而正比於磁場強度  $\mathbf{H}$  在電流之垂直向上之分量  $\mathbf{H} \sin(i, \mathbf{H})$ 。對於有限長度一段導體之作用總力可將(18)式積分而得。此處須注意一閉合之電流在均勻磁場中所受之力非為一單獨之合力，而為一力偶。換言之，導體將受一力矩之作用 (§ 310)。

前在 § 306 中所述一個單獨之運動電荷子在一磁場中恆以螺旋軌道順磁力線之方向而前進，電荷子在導體中運動而成電流時亦然，故第 262 圖所示之實驗中，導線即因之捲於磁棒之上，作螺旋線狀。

**310. 導線環電流之磁矩。** 前在 § 303 中曾述閉合之電路等於一磁體，長形之螺旋管等於一磁棒，一圈或數圈之扁平導線環等於一磁片。此種之環狀電流亦有一磁矩 (§ 339)，與其他磁體同。第 267 圖示一

矩形之導線環，其四邊之長為  $l_1$  與  $l_2$  [厘米]。導線環之面在均勻磁場  $\mathbf{H}$  之方向內，其二邊  $l_1$  與場向垂直，他二邊  $l_2$  與之平行。



第 267 圖 導線環電流磁矩之導出。

於是僅前者受力；按 (18) 式，各邊所受之力為  $k = il_1 \mathbf{H}$  [達因]。此二邊中電流之方向相反，故二力亦反向。導體所受力矩 (§ 31) 之值為

$$N = kl_2 = il_1 l_2 \mathbf{H} = \mathbf{MH} \text{ [達因]} \cdot \text{[厘米]}.$$

與 § 300, (5) 式 (此時  $\varphi = 90^\circ$ ) 相較，可知按上式定義之  $\mathbf{M}$  值與一磁體之磁矩意義相同。故此即為導線環電流之磁矩。因  $l_1 l_2 = F$  為導線環之面積，故

$$\mathbf{M} = i F. \quad (19a)$$

此式普遍皆為合理，固不僅對於上述矩形線環之特例為然也。對於一圓形之導線環，則



$$\mathbf{M} = \pi r^2 i. \quad (19b)$$

(19a)式亦可用下法導出之。設有一長形之螺線管，其中共有  $N$  匝之導線，管之截面為  $F$ ，長為  $l$ ，有電流  $i$  流過。按 § 304, (11) 式，自管之一端發出之磁力線共有  $F \mathbf{H} = 4\pi N i F/l$  條。按 § 299，此螺線管之“磁極強度”應為  $m = N i F/l$ ，而按 § 297, (1) 式，其磁矩應為  $\mathbf{M} = ml = N i F$ 。故  $N$  圈中每一圈之磁矩各為  $i F$ 。

一單獨之電荷子沿半徑  $r$  之圓周運動時，亦可視作一圓環中之電流。命其電荷為  $\varepsilon$ ，其角速度為  $\omega = 2\pi\nu$ ，則 1 秒鐘內該電荷子經過其軌道任一截面之次數為  $\nu$ ，而由於其運動而成之電流之強度為  $i = \varepsilon\nu = \varepsilon\omega/2\pi$ 。於是此種基元圓環電流之磁矩為

$$\mathbf{M} = \pi r^2 \cdot \frac{\varepsilon\omega}{2\pi} = \frac{1}{2} \varepsilon\omega r^2. \quad (20)$$

在原子理論中，此種之基元圓環電流及其磁矩俱頗重要。

### 311. Rowland, Röntgen 及 Eichenwald 諸氏之實驗。

運動電荷之磁場僅與電荷之運動有關，其運動究以何種方式出之，則不問也。以前所述者，僅為電荷子或完全自由運動，或在靜止之導體內運動，因成電流時所產生之磁場。但物體中某定處遇有一種電荷過剩，而隨此物體一同運動時，吾人自必預料亦當有磁性作用發生。此項作用已由實驗證明，且其作用之強弱恰與理論相符合；其最要者當推 Rowland, Röntgen 及 Eichenwald 諸氏所設計之實驗。第 268 圖

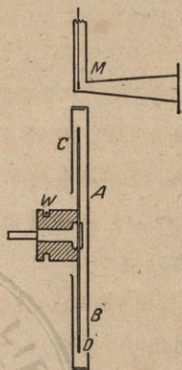
示此項實驗一種之略圖，爲 Rowland 氏所設計，而用 Eichenwald 氏之裝置式樣者。D 爲硬橡膠圓板，架於一軸上，板之周緣貼有錫箔，藉滑動刷子及一滑動圓箍 W 之助，可使錫箔荷電，而對於地面得有 U 之電壓。ABC 爲一接地之金屬箱，與錫箔組成一容電器，其電容爲 C。於是錫箔上之電荷爲  $e = UC$ ；若圓板之半徑爲 r，則板之周緣上每 1 [厘米] 內之電荷爲  $UC/2\pi r$ 。

設 v 爲圓板轉動時邊緣上一點之速

度；此種運動之電荷卽等於一電流，其強度爲  $i = v UC/2\pi r$ 。

此項電流之磁性作用可以一所謂磁強計 M 者測出之；磁強計爲一以細線懸掛之磁針，可任意轉動，其自然之靜止位置係在轉動圓板之平面內，此面與電流 i 之磁場垂直。故圓板轉動後，磁針卽轉至此垂直之方向；此與 Ørsted 氏實驗中置於導線電流旁之磁針所示者相同。

此外更有其他之實驗，用一介電體之圓板轉動於一荷電之容電器之二片間，於是圓板之二面因介電體極化之作用 (§ 234) 而荷有異號等量之電。此二種電荷同時運動時等於等強反向之二電流。若介電體頗厚，則靠近圓板兩側磁性作用之變不難辨出。此項實驗亦與理論符合，



第 268 圖 用 Eichenwald 氏裝置之 Rowland 氏實驗。

電荷恆憑藉於物質之上，當其隨之一同運動時，其磁性之作用，恆與一等量之電荷以相等之速度穿過物質而運動時相同。此種電流，稱為對流電流。

312. 電流與電流間之力的作用。任何電流之旁均載有磁場，而磁場對於其他電流恆能發生力之作用，是即一電流恆能藉其磁場之媒遞而作用於他一電流，故竟可謂電流與電流間恆有力的作用。欲以方程式示明此項關係，吾人須將 § 309, (18) 式中之  $\mathbf{H}$  以其所自產生之電流表出之。此項定律僅可以微分式作普遍之陳述。試取一段之導體元，其長度為  $dl_1$ ，中有電流  $i_1$  流過，此外另取一在任意方向內之第二導體元  $dl_2$ ，中有電流  $i_2$  流過。命二者間之距離為  $r$ 。按 § 304, (8) 式，第二導體元在第一導體元處所產生之磁場應正比於  $i_2 dl_2 / r^2$ ；而按 § 309, (18) 式，第一導體元在此場中所受之力應正比於  $i_1 dl_1$ 。所取方程式中，除此以外，其餘之因數僅與此二段之導體元在空間內之方向有關。故二導體元間之作用力應正比於  $i_1 dl_1 i_2 dl_2 / r^2$ 。其精密之定律 (Ampère 氏, 1825) 為

$$dk = - \frac{i_1 dl_1 i_2 dl_2}{r^2} [\cos(i_1, i_2) - \cos(i_1, r) \cdot \cos(i_2, r)]. \quad (21)$$

此式若何導出，此處不能詳述。式中之  $(i_1, r)$  及  $(i_2, r)$  各為二導體元與連結線  $r$  相交之角，而  $(i_1, i_2)$  為二電流方向相交之角。吾人試討論  $i_1$  與  $i_2$  互相平行時二種簡單之情形，即  $(i_1, i_2) = 0^\circ$  及  $180^\circ$  是。二電流同向時， $(i_1, r) = (i_2, r)$ ，而



$$dk = -\frac{i_1 dl_1 i_2 dl_2}{r^2} [1 - \cos^2(i_1, r)] [\text{達因}],$$

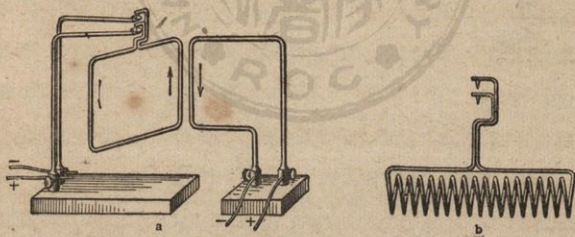
其負號示二電流相引。二電流反向時， $(i_1, r) = -(i_2, r)$ ，而

$$dk = +\frac{i_1 dl_1 i_2 dl_2}{r^2} [1 - \cos^2(i_1, r)] [\text{達因}],$$

此時爲正號，示二電流相斥。

欲計算二閉合電路之導體間互相作用之總力，僅於簡單之形式中始能以積分法計算之。

普遍言之，下述之定理恆屬合理：平行而同向之二電流互相吸引，平行而反向之二電流互相推斥。 有電流流過之導體能自由運動時，恆自行佔據某種之位置，務使其中之電流悉成平行而同向。欲證明此理，可用第 269 圖所示之儀

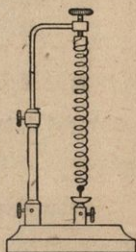


第 269 圖 電流之相引與相斥。

器，其中一導體之二端浸於水銀杯中，可以自由轉動。圖中所示者，二電路導體中互相靠近之二部份相斥。若用二扁平之導線環，令其平面互相平行，將其一環以二線懸空，而固定其他環，則亦可得相同之證明。電流同向時，二導線環等

於空間內同向之二磁片 (§ 303), 其相反之二極相對, 故互相吸引。電流反向時, 其相同之二極相對, 故互相推斥。

第 270 圖示一螺線狀之導線, 其下端浸於水銀中。通以電流, 則各圈中之電流皆為平行而同向, 互相吸引, 螺線縮短, 而其下端電流自水銀通入之處即行斷絕。電流一斷, 螺線立即回復原長, 仍浸水銀中。於是電流忽斷忽續, 螺線忽縮忽伸, 似合節拍。



第 270 圖 平行電流之相引。

遇有強烈之電流時, 如發電機及變壓器中所見者, 其線圈之各部份(捲緊之各圈)間作用之力亦十分強烈。故製造時須注意相鄰之各圈中若有平行之電流流過, 其導線之絕緣必須堅固, 庶足以抵抗此強烈之壓力。各線圈隔直徑遙相對立之二部份中電流方向相反, 故相推斥。是以電流非常強烈時, 捲緊之線圈恆有爆裂之虞。

**313. 電磁單位制。** 前在 § 304 中, 吾人曾述 (76) 一式中, (按歷史言之, 此應為 Laplace 氏定律 (8) 式) 將  $1/c$  之常數放棄, 而因之導出一種新單位制, 稱為電磁單位制; 由此定出之新單位, 稱為電磁單位。不僅此也, 電學中一切之量, 在電磁單位制中之因次, 與其在靜電單位制 (§ 241) 中者亦即因之而異。

欲導出此種之因次, 吾人可自 Ampère 氏定律, 即 § 312,

(21) 式,出發。就因次方面觀之,該式右邊分母及分子中之長度適相消去,故二電流之相乘積,亦即電流強度之平方,應有力之因次。於是即得因次方程式  $|i| = |\sqrt{k}| = |m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{1}{2}}t^{-1}|$ 。因  $i = de/dt$  (§ 244), 故電量  $e$  之因次為  $|e| = |i \cdot t| = |m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{1}{2}}|$ 。按 § 219, 電壓與電荷之相乘積  $Ue$  為工作, 故  $|Ue| = |ml^2t^{-2}|$ , 於是電壓之因次為  $|U| = |m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{3}{2}}t^{-2}|$ 。最後, 按 Ohm 氏定律, 電阻  $|R| = |U/i| = |lt^{-1}|$ 。第 25 表中再將此種關係逐一撮要排列。

第 25 表 電磁單位制中之因次

|         |                                                 |
|---------|-------------------------------------------------|
| 電流..... | $ i  =  m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{1}{2}}t^{-1} ,$ |
| 電量..... | $ e  =  m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{1}{2}} ,$       |
| 電壓..... | $ U  =  m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{3}{2}}t^{-2} ,$ |
| 電阻..... | $ R  =  lt^{-1} ,$                              |
| 電容..... | $ C  =  l^{-1}t^2 .$                            |

命  $e_s$  為某一定值之電量, 以靜電單位表之,  $e_m$  為同一電量, 以電磁單位表之。按 § 304,  $e_s = c \cdot e_m$ , 其常數  $c$  之值為  $3 \cdot 10^{10}$ 。以二制中電量之因次 (參閱 § 241) 互相比較之, 即知此常數之因次當屬於速度  $|lt^{-1}|$ 。在二制中電流強度之定義皆為 (電量)/(時間單位), 是知電流強度在二種單位制中數值之比與電量之比相同, 即  $i_s = ci_m$ 。故在電磁制中, 電流強度之電磁單位亦應較靜電制中之單位大  $3 \cdot 10^{10}$  倍。基於電學中各量間之關係, 可得其餘各量換算法。因得

$$i_s = ci_m, e_s = ce_m, U_s = U_m/c, \mathbf{E} = \mathbf{E}_m/c, R_s = R_m/c^2, C_s = C_m c^2.$$



按此再參以 § 241, 第 20 表, 即可將電磁單位化爲實用單位(第 26 表).

第 26 表 電磁單位與實用單位:

電流 = 10 [安培],

電量 = 10 [庫侖],

電壓 =  $10^{-8}$  [伏特],

電阻 =  $10^{-9}$  [歐姆],

電容 =  $10^9$  [法拉].

此常數  $c = 3 \cdot 10^{10}$  [厘米]/[秒] 者, 通常稱爲光之速度; 但若視之爲電學中之一量而就其特性言之, 輒又稱爲臨界速度. 事實上此值原確爲一電學中之量, 更精密言之, 確爲一電磁之量 (§ 327). 蓋光之傳播所以與此值有關者, 乃因光爲一種電磁之變化故也. 1843 年時 Wilh. Weber 氏已知臨界速度與光之速度相符.

314. 絕對單位與國際單位. 實用制中之單位(庫侖, 安培, 伏特, 歐姆等) 原係由電磁制中之單位所導出, 其關係如 § 313, 第 26 表所示. 電磁制之單位, 原理上可按電學各量與某種力學量間之關係及規律而由實驗以測定之. 例如電流強度之電磁單位, 可由等強之二電流間相引或相斥之實驗 (§ 312) 而測定之, 電量之單位即直接由此導出. 電壓之單位可由已知強度之電流所作之工作定之 (§ 260), 電阻之單位可按 Ohm 氏定律之實驗定之. 由若此精密定出之電磁單位再按第 26 表化成之實用單位稱爲電學中之絕對單位.

上述之測定法，尤以他種絕對單位所賴以爲基礎之[絕對安培]之測定，欲求其在公衆日用上達到足夠之精密，已需許多輔助之方法與儀器。電學各量之單位在商業經濟上亦殊屬重要，各國政府咸協同以法律制定之。其定義與上述之測量法自有聯絡，但因其難於實行，故並不引用之。例如欲十分精密校核一電流計所用之電流，事實上決不能每次均按 Ampère 氏定律以測定之。是以[安培]與[歐姆]二單位之定義，在法律上逕以計量法規制定之，而無需乎非常複雜之實驗。此二單位既定，電壓之單位即可自 Ohm 氏定律而得。若此定出之單位稱爲法定單位，或國際單位。法定[安培]與[歐姆]之決定，自必在頒布該項法律時測量技術可達之範圍內，力求與電流及電阻之絕對單位精密符合。

德國關於電學單位之法令係於 1898 年六月一日頒布，其文曰：

1. [測量電學各量時所用之法定單位爲[歐姆]，[安培]，與[伏特]]。
2. [歐姆]爲電阻之單位。此爲一水銀柱在融冰溫度時之電阻，該水銀柱之長爲 106,8 [厘米]，其截面須各處一律，均爲 1 平方毫米，其質量爲 14,4521 [克]]。
3. [安培]爲電流強度之單位。此爲一不變之電流，通過硝酸銀之水溶液時，能於每秒鐘內濺積 0,001118 [克]之銀。
4. [伏特]爲電動勢之單位。此爲一電動勢，能在一電阻爲 1 [歐姆]之導體內產生一電流，其強度爲 1 [安培]]。

此外尚有關於其他單位之制定，如電量，電工率，電工作，電容及感應係數等。

其後因測量術逐漸進步，乃發覺[國際歐姆]與[絕對歐姆]稍有差異。1 [國際歐姆]=1,0005 [絕對歐姆]。但[國際安培]與[絕對安培]之值有五位數字相符。[國際伏特]係按該法第4條由[安培]與[歐姆]而定者，故基於 Ohm 氏定律，得1 [國際伏特]=1,0005 [絕對伏特]。關於第3條，可參閱 § 269。

**315. 光速在電學中之測量。** 光之速度(臨界速度)  $c$  亦可由電學中之測量法以決定之。此祇須將電學中同一之量，一次以靜電制測之，一次以電磁制測之。於是  $c$  之值即可用 § 313 中所列之換算方程式計算而得。其常用方法之一係取  $C_s = c^2 C_m$  之關係。法取一容電器(圓球，圓筒或導片容電器)，由其形狀與大小可精密算得其靜電制中之電容量，因得  $C_s$  之值。此同一容電器之電容量又可按 Maxwell 氏法 (§ 253) 測量之；因所用校準之電阻係用 [國際歐姆]，故計算所得之結果亦為 [國際法拉]。[國際歐姆]與[絕對歐姆]相差甚微，故可將此值改正，使成 [絕對法拉]。按 § 313，第26表，將此值乘以  $10^9$ ，即得電磁制中之電容量  $C_m$ 。於是  $c = \sqrt{C_s / C_m}$ 。

據此種測量之最精密者所得之結果為  $c = 2,9978 \cdot 10^{10}$  [厘米]/[秒]，而據最可靠之光學測量所得之結果為  $c = 2,9979_6 \cdot 10^{10}$  [厘米]/[秒] (§ 399)，可見二值非常符合。

**316. 磁壓。磁位。** 將一單位磁極自磁場中之一點移



至他點時所作之工稱為磁場中該二點間之磁壓  $M$ ，與電壓之義相似。苟磁極之強度為  $m$  者，其所需之工作為

$$A = m \cdot M \text{ [爾格]}. \quad (22)$$

但磁極  $m$  在磁場  $\mathbf{H}$  中所受之力為  $k = m \mathbf{H}$ ，若  $ds$  為其所經過之一段路程元， $\mathbf{H}_s$  為磁場在  $ds$  方向上之分量，則此項工作又等於  $A = -m \int_1^2 \mathbf{H}_s ds$  (陽極逆場向運動時之工作為正，故上式中有負號)。於是得  $A$  與  $B$  二點間之磁壓為

$$A = - \int_A^B \mathbf{H}_s ds \text{ [高斯] \cdot [厘米]}. \quad (23)$$

完全與(6)式 (§ 219) 相似。

設有一直線導線，中有電流  $i$  流過，假想一磁極沿一半徑為  $r$  之圓周繞行導線一週。按 § 304, (10) 式，沿此圓周上之磁場強度為  $\mathbf{H} = 2i/r$ ，而磁極所行之路程為  $2\pi r$ ，故在此項運動中所作之工為

$$A = \pm \frac{2i}{r} \cdot 2\pi r \cdot m = \pm 4\pi mi \text{ [爾格]}. \quad (24)$$

其+或-之符號，則視磁極繞行之方向而定。若繞行  $n$  週，則工作之值為  $A = \pm n \cdot 4\pi mi$ 。此項工作之值與圓周之半徑無關。不特此也，即路程之形狀亦完全無關，蓋任何路程恆可設想為由無限小之各段路程元所合成，此種路程元或為圍繞導線之圓周之一小段圓弧，或為沿幅之一段直線。此中僅沿第一種之路程上方有工作。導體之幾何的形狀亦與工作無關。

由此思索可知在一為電流所產生之磁場中任意二定

點間磁壓之值非單義的可以決定。其值須視計算磁壓時所取之路程，或未繞過電流，或僅繞過一週，或繞過數週而異。命  $M_0$  為未繞過電流  $i$  以前任一路程上二點間之磁壓，於是繞過電流  $n$  次後之磁壓為

$$M = M_0 \pm 4\pi i \cdot n. \quad (25)$$

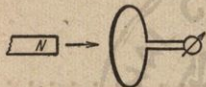
(其正負號之捨取，視繞行之方向而定。)

磁壓之所以有多義者，係因磁力線恆自成閉合曲線所致。此事若以下述之法思索之最易明瞭。將一磁極自磁場中之一處移至他處時，可於中途任一點處暫行停止，而沿一通過該點之磁力線繞行一次或數次後，方將其繼續移運至其終點。但此段添加之路程亦不必沿同一之力線。祇須繞過產生磁場之電流一週或數週即可。(在永久磁體之磁場中，磁壓之多義，實際上並不重要，蓋產生該項磁場者為分子內之圓周電流 [§ 338]，吾人決不能繞過之也。)

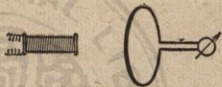
磁場中任意一點之磁位云者，係指該任意點對於某一定點之磁壓而言，該定點者，吾人認其磁壓為  $0$  者也；此亦與電位相似。電流周圍之磁場中磁壓既有多義，故磁位亦然，其關係如(25)式所示。但若規定一種「封鎖面」，吾人於周繞電流時一遇此面即不能前進，則磁位之多義性可改成單義。例如對於一簡單之導線環，可規定環面為封鎖面，不得越此而過。永久磁體之磁場中，磁位恆為單義，蓋吾人不能穿過磁體之物質也。

關於磁壓之測量法，見 § 331.

317. 電磁感應。一閉合之電路中接有一電流計，試以磁棒之一極近之(第 271 圖)，則見電流計之指標移動；在磁棒繼續運動之時期中，電流不息。磁棒離開電路時，電流反向。若以電路向一磁極而運動，亦見相同之現象。螺線管(第 272 圖)中有電流流過時，其二端等於磁棒之二極 (§ 303)；以之代磁棒，其作用自必相同。



第 271 圖 磁體磁場中之電磁感應。



第 272 圖 螺線管磁場中之電磁感應。

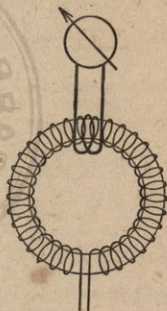
此項現象為 1831 年時 Faraday 氏所發見，稱為電磁感應，或簡稱感應(注意前在 § 227 中所述之靜電感應不可簡稱感應，以免混淆)，因此所生之電流，稱為應電流。應電流發生之電路中，初未見有吾人前此所知任何一種之電流源；但既有電流，則必有一電動勢存在無疑；吾人可視此電動勢即藏於此電路之中，其種類與前述者不同，稱之為應電動勢。

磁極與一線圈作相對運動時，線圈中所生之現象無他，惟磁場之時間的變化而已。應電流之產生自必歸功於此項時間之變化。是則第 272 圖所示之裝置中，螺線管與線圈之相對運動亦非為必需。雖二者各為靜止，只須螺線管中電流之強度或方向偶有變化時，其磁場即隨之變化，而線



圈中亦可因之發生感應作用。電流遞增時，其作用猶如將線圈移近，遞減時如移遠。電流驟通，電流計之示度恰與電流驟斷時所示者相等，惟方向相反。電流換向時，其示度較單純之驟通或驟斷時加倍。

關於以上所述之感應實驗，吾人恆可注意一事，即發生感應之線圈恆須在隨時間而變化之磁場之範圍中。蓋自磁極或通電之螺線管發出之磁力線恆充滿於其周圍之全部空間內也。吾人今當另述一種情形，將此線圈置於一前此認為磁場不及之區域以內。第 273 圖示一閉合之鑰環狀螺線管，其中有隨時間而變化之電流流過。管內之磁場，可按 § 304, (11) 式計算之。此亦隨電流而作時間的變化。按諸吾人以前之知識，知管外磁場不及 (§ 303)。但若於管外繞一線圈，則螺線管中電流之強度與方向每有變化時，外線圈中亦恆有應電流產生。初視之，此處隨時變化之磁場似有超距作用然。但吾人試一讀 § 327，即知其不然。



第 273 圖 鑰環狀螺線管磁場中之電磁感應。

關於感應現象之產生，吾人已述各種不同之方法，但尚未盡也。在不隨時間而變之常定磁場中，線圈所包圍之面

積苟有增減，或線圈在此種磁場中轉動時，感應作用亦皆能發生。此二種情形，當於 § 319 中詳述之。

**318. Faraday 氏感應定律。** 在 § 317 中所述之種種感應現象，似頗紛紜龐雜，但皆可以一簡單之定律概括之，即 Faraday 氏感應定律 是。吾人此處特再明白申述，一切此種現象，皆假設在真空內發生（參閱第二十五章緒言及 § 357），命  $\mathbf{H}$  為某時間某處之磁場， $F$  為線圈所包圍之面積，感應現象即在該線圈中發生， $dF$  為該面積中之一面積元， $(dF, \mathbf{H})$  為  $dF$  所在處之磁場與  $dF$  所成之交角。此處所謂  $F$  者，係指線圈之匝面而言。若線圈由  $n$  圈之導線所成，則  $F$  之值較之僅有一圈時應大  $n$  倍。於是線圈中所生之應電動勢為

$$E = \frac{d}{dt} \int \mathbf{H} \sin (dF, \mathbf{H}) dF [\text{電磁單位}]. \quad (26a)$$

此項積分須遍及面積  $F$  之全部。磁場  $\mathbf{H}$  通過面積  $F$  之磁力線總數亦不難計算，其值為

$$\Phi = \int \mathbf{H} \sin (dF, \mathbf{H}) dF [\text{高斯}] \cdot [\text{厘米}]^2. \quad (27)$$

假設一切現象均在真空中（或空氣）發生，則  $\Phi$  即稱為穿過匝面  $F$  之磁通量，或簡稱磁通。因此 (26a) 式又可寫成

$$E = \frac{d\Phi}{dt} [\text{電磁單位}], \quad (26b)$$

故感應定律之要旨為：應電動勢之值等於通過線圈匝面之磁通量之時間的變遷率。前在 § 317 中所述之一切實驗，事實上蓋皆涉及磁通之時間的變遷率也。

今當自(26 a)式導出數種之特例。

1. 平面之線圈在一歷久不變之均勻磁場  $\mathbf{H}$  中,換言之,在面積  $F$  之全部範圍內  $\mathbf{H}$  到處均為等值而同向,而  $(dF, \mathbf{H})$  之角度到處均等於  $(F, \mathbf{H})$ . 自(26 a)式,可得

$$E = \mathbf{H} \sin (F, \mathbf{H}) \frac{dF}{dt} [\text{電磁單位}]. \quad (28 a)$$

此即為常定之均勻磁場中,線圈匝面隨時間而變化時之情形。

2. 一平面之線圈在一均勻而歷久不變之磁場  $\mathbf{H}$  中轉動. 此處僅有  $\sin (dF, \mathbf{H}) = \sin (F, \mathbf{H})$  一項隨時間而變,故

$$E = F \mathbf{H} \frac{d}{dt} \sin (F, \mathbf{H}) [\text{電磁單位}]. \quad (28 b)$$

3. 一平面之線圈在一隨時變化而均勻之磁場  $\mathbf{H}$  中. 則

$$E = F \sin (F, \mathbf{H}) \frac{d\mathbf{H}}{dt} [\text{電磁單位}]. \quad (28 c)$$

應電動勢之值既與匝面  $F$  之值有關,故感應線圈常用多匝之導線繞成,以冀增強感應之作用. 第 274 圖示一此種之儀器.  $A$  為感線圈,感磁場由此發出,而  $B$  為應線圈. 將  $A$  線圈持近  $B$  或遠離  $B$ , 又或將  $A$  線圈內之電流增強或減弱,  $B$  線圈中均生應電流.



第 274 圖 感應現象之說明。

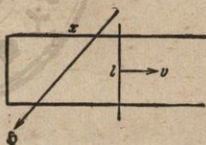


導出 (28a) 及 (28b) 二式時，吾人曾作一種默認的假設，即由應電動勢  $E$  而生之應電流本身亦必產生一隨時間而變化之磁場，其變化之值須頗為微弱者。蓋否則此新生之磁場將與  $\mathbf{H}$  磁場相合，而總磁場將不復歷久不變。是以必須  $dF/dt$  為常定，或  $d \sin(F, \mathbf{H}) dt$  為常定，或線圈之電阻頗高，庶其應電流頗弱，而其磁場較之  $\mathbf{H}$  磁場儘可略去不計。基於此種之假設，吾人至少可將感應現象之一部份以前此已知之現象解釋之（應電流所起之磁場對於電流本身之回授作用當於自感應一節中述之，§ 333）。

319. 常定均勻磁場內運動導線及導線組運動部份中之感應。

例一. 矩形導線組(第 275 圖)

之一邊為『動邊』，藉有滑動之接觸，可沿其他二邊上任意移動。命動邊之長為  $l$ ，任一時間其在他二邊上所截之長為  $x$ 。命此導線組所在之處有一常定之均勻磁場  $\mathbf{H}$ ，垂



第 275 圖 導線組運動部份內之感應。

直於導線組之平面。設動邊以速度  $v$  向右移動。動邊中恆有可以自由運動之電荷子，與其他導體無異；在此例中，此即為電子。此種之電子自必隨動邊而同動，故其速度亦為  $v$ 。按 § 306, (13) 式 [此處  $\sin(v, \mathbf{H}) = 1$ ]，各電子均將因此項運動而受一作用力

$$k = \varepsilon v H \text{ [達因]},$$

其方向垂直於場向及速度  $v$ , 故應與動邊同向。此  $k$  力使電子在動邊內運動, 每一電子前進動邊之全長  $l$  後此力所作之工爲

$$A = kl = \varepsilon v l H \text{ [爾格]}.$$

但作於電荷  $\varepsilon$  上之工應等於之電動勢  $E$  與電量  $\varepsilon$  之相乘積  $E\varepsilon$ 。故在導線組中電動勢之值爲

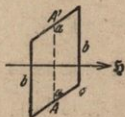
$$E = l v H \text{ [電磁單位]}.$$

此項電動勢之發生係由於動邊在磁場中之運動。命  $v = dx/dt$ , 又知  $lx = F$  爲任何時間導線組所包圍之面積, 故  $lv = l \cdot dx/dt = dF/dt$ , 於是得

$$E = H \frac{dF}{dt} \text{ [電磁單位]}. \quad (29)$$

此爲 (28 a) 式 (§ 318) 之一種特例, 即  $\sin(F, \mathbf{H}) = 1$  者。故 (28 a) 式在此例中可用 Laplace 氏定律 (§ 304) 以證之。

例二. 矩形導線組相鄰二邊之長爲  $a$  與  $b$  (第 276 圖), 在一常定之均勻磁場  $\mathbf{H}$  中, 可繞一軸  $AA'$  而轉動, 此軸與  $b$  邊平行, 而平分  $a$  邊, 且垂直於場向。命矩形之面積  $F = ab$  在任一時間與場向之交角爲  $(F, \mathbf{H}) = \varphi$ 。若矩形以角速  $d\varphi/dt$  而轉動, 即  $b$  邊之速度爲  $a/2 \cdot d\varphi/dt$ , 則按 § 309, 每邊中電子所受之力爲



第 276 圖 轉動導線組之感應。

$k = \varepsilon \frac{a}{2} \frac{d\varphi}{dt} \cdot \mathbf{H} \sin(\nu, \mathbf{H})$  [達因]. 但  $\sin(\nu, \mathbf{H}) = \cos(F, \mathbf{H}) = \cos \varphi$ , 故此力又等於

$$k = \varepsilon \frac{a}{2} \frac{d\varphi}{dt} \mathbf{H} \cos \varphi = \varepsilon \frac{a}{2} \mathbf{H} \frac{d \sin \varphi}{dt} \text{ [達因].}$$

根據例一中相同之思索,且注意二邊  $b$  中均有感應作用發生,因得作於電荷  $\varepsilon$  上之工爲

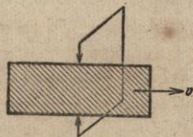
$$A = \varepsilon \cdot ab \cdot \mathbf{H} \frac{d \sin \varphi}{dt} = \varepsilon F \mathbf{H} \cdot \frac{d \sin(F, \mathbf{H})}{dt} \text{ [爾格],}$$

而應電動勢爲

$$E = F \mathbf{H} \frac{d \sin(F, \mathbf{H})}{dt} \text{ [電磁單位].} \quad (30)$$

此與 (28 b) 式 (§ 318) 完全相同.

**320. 單極感應.** 以上所述一切感應現象中,面積  $F$  均係指導線所圍成之匝面而言,而  $dF/dt$  即爲此值之時間的變遷率. 尙有一種之感應現象亦合於 Faraday 氏感應定律,惟  $dF/dt$  一值則別有所指. 試取 § 319, 例一, 第 275 圖, 設想將矩形導線組轉過  $90^\circ$ , 使其平面與圖面垂直. 惟此處不用動邊而易以一金屬薄片, 可藉滑動接觸而在圖面內移動(第 277 圖). 設有一常定之均勻磁場  $\mathbf{H}$  垂直於圖面. 此處無一磁力線穿過線圈之面



第 277 圖 單極感應之說明.

[ $\sin(F, \mathbf{H}) = 0$ ], 故通過此面之磁通量爲零. 若金屬薄片

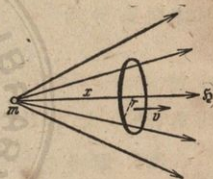


在其平面內以  $v$  速度運動，則原理上此與前述動邊之情形無異，故按 § 319 相同之思索亦可導得 (29) 式。惟此處  $dF/dt$  非為線圈所包圍之面積之變遷，而  $dF$  為金屬薄片在  $dt$  時間內對於滑動接觸移過之一部份面積。此種特別之感應稱為單極感應 (其例見 § 334)。

### 321. 運動導線在歷久不變之非均勻磁場中之感應。

設有一閉合之圓形導線環，半徑為  $r$ ，置於一單獨磁極  $m$  之磁場中，環軸適通過磁極 (第 278 圖)。

此處所遇者為一不隨時間而變之非均勻磁場，其強度與方向均到處不同。設自磁極起算，其環軸之一直線上環心之坐標為  $x$ 。假定  $x$  之值遠較環之半徑為大，則沿環之周緣一束磁力線在磁極處所張之立體角頗小。



第 278 圖 非均勻磁場內由運動而起之感應。

此環若沿其軸之方向以速度  $v = dx/dt$  而運動，則其中每一電子均受一力  $k = \epsilon v \mathbf{H} \sin(\nu, \mathbf{H})$  [達因] 之作用。故各電子在導線圈內運行一週後所作之工為  $A = 2\pi r \epsilon v \mathbf{H} \sin(\nu, \mathbf{H})$  [爾格]，而按諸以上數節中之思索，可知環中所生之應電動勢  $E$  為

$$E = 2\pi r v \mathbf{H} \sin(\nu, \mathbf{H}) \text{ [電磁單位]}. \quad (31)$$

吾人今當證明此  $E$  之值亦等於磁通量  $\Phi$  之時間的變

遷率，即等於  $d\Phi/dt$  之值，仍合於前述之感應定律。欲計算此穿過環面之磁通  $\Phi$  時，任何之面凡為環線所包圍者均可引用。此處可以磁極  $m$  為球心， $\rho = \sqrt{x^2 + r^2}$  為半徑，作一球面，而用其為環線所截成之球面杯為最妥，蓋此球面杯上之各點，磁場強度均為  $\mathbf{H} = m/\rho^2$  也。此球面杯之面積為  $F = 2\pi\rho^2 [1 - \cos(v, \rho)]$ ，故得  $\Phi = F\mathbf{H} = 2\pi\rho^2\mathbf{H} [1 - \cos(v, \rho)] = 2\pi m [1 - \cos(v, \rho)]$ 。但  $\cos(v, \rho) = x/\sqrt{x^2 + r^2}$ ，故  $d\cos(v, \rho)/dt = dx/dt \cdot r^2(x^2 + r^2)^{-\frac{3}{2}} = vr^2/\rho^3$ ，於是

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{dt} &= -2\pi m \frac{d\cos(v, \rho)}{dt} = -2\pi m \frac{vr^2}{\rho^3} = -2\pi rv\mathbf{H} \cdot \frac{r}{\rho} \\ &= -2\pi rv\mathbf{H} \sin(v, \rho) \text{ [電磁單位]}. \end{aligned}$$

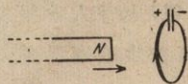
若不計其符號，則與(31)式相合（關於此項符號，即應電動勢之方向，參閱§329）。

吾人不難示明(31)式不僅對於圓形之導線環為合理，即其他任何形式之導線組，亦皆可應用。

**322. 靜止導線在隨時變化之磁場中之感應。** 前在 §§ 319 以迄 321 諸節中所述之感應現象，皆係導體或導體之一部份在一歷久不變之均勻或非均勻磁場中運動時之情形。在 § 317 中，吾人曾提及靜止之線圈在一隨時變化之磁場中亦可發生感應現象。在該節中吾人亦曾述及磁極對於線圈運動時，線圈內所生之作用與線圈對於磁極作相應之運動時相同。此僅有關於二者之相對運動，可由相對論(第三十六章)導出之。故吾人可斷言(31)式者，不僅線圈在磁場

中運動時爲合理，一如 § 321 所述，即磁極對於靜止之線圈運動時亦應合理。若不用磁極，吾人可易以一電流流過之螺線管，作爲磁場之來源，而向靜止之線圈運動。此時亦有感應作用發生，恰與磁極運動時由 Laplace 氏定律推得之情形相同。在此例中，靜止線圈所包圍之匝面內磁場發生時間的變遷；換言之，磁通之變化率  $d\Phi/dt$  中，其隨時變化者爲  $d\mathbf{H}/dt$  之一部份。至此吾人可再進一步而斷言此項時間的變遷不必定須電流螺線管與線圈作相對運動而生，即二者雖各固於定位，而螺線管中之電流強度時有變化，則其磁場亦必隨之變化。此處吾人得一全新之事實，不復能由 Laplace 氏定律導出之矣。可知凡遇導體或導體之一部份與一磁場或產生磁場之物體有相對運動時，感應定律可自 Laplace 氏定律導出；然其合理性可超出此項範圍。以後在 § 324 中尙當回溯此事。

323. 斷路中之感應。以上所述者僅爲閉合之通路中之感應；電路中既有應電動勢產生，因即有應電流通。但斷路中亦當有感應之作用。第 279 圖示一導線環，中接有一容電器，電路因之中斷。試以磁棒之一極近之，則導線中之各電子自必受有力之作用，而應電動勢以生。應電流隨即以起，而容電器即開始荷電。此項作用繼續進行，直至容電器二導片間之電



第 279 圖 斷路中之感應。



壓與應電動勢等量反向而止。此時應電流即行停止。祇須磁場之時間的變遷率為常定，容電器恆保持此項電壓。磁場變遷停止後，容電器即行放電，而導線中因又生一反向之電流。

324. 感應現象之一瞥。Faraday 氏之感應定律雖足以蓋蔽全部之感應現象，但吾人須認清感應現象實可分為根本不同之兩大類。

1. 導體或導體之一部份在一歷久不變之均勻或非均勻磁場中作適當之運動。 此類之感應可單獨根據 Laplace 氏定律，不必更藉其他之假設，以說明之，已見 §§ 319 及 321 所述。

2. 靜止之導體為一隨時變化之磁場力線所穿過。 吾人有時雖可以此類感應作用之一二特例視為與 1 類之現象有關 (§ 321)，但欲將此種現象普遍的歸納於前此已知之事實中，則屬不可能。蓋此處所遇者，確為一全新之物理事實。第 273 圖 (§ 317) 所示鑰環狀螺線管之實驗最為明晰。繞於環外之線圈內所以有感應者，其最要之原因端為螺線管導線內電流之有時間的變化，以及由此電流所產生，亦隨時間而變之磁場。但此項磁場純係滿佈於螺線管內部之空間。在其外部，如線圈所在之處，則毫無此項力線之踪影。雖然，此部區域內仍可有感應作用，且亦合於 Faraday 氏定律。蓋是項定律之要旨，謂僅當導體所包圍之匝

面內磁通量有變化時，方得有應電動勢發生；有時導體本身雖在磁場力線不及之處，但祇須其匝面內有磁通量隨時間而變化者，氏之定律亦可容納之也。

至此，吾人可見磁場之隨時間以變化者，其作用不僅囿於磁場所屆之空間，且可擴展至其相鄰之區域。此為一重要之基本知識。

**325. 電磁場。** 吾人謂感應時有應電動勢發生，其實即謂此時電荷子受有力之作用；二者說法不同，而事則一也。電荷子加速之原因，吾人已知其由於電場 (§ 218)。按同因必得同果之基本定理，吾人可斷言感應時導體中必有一應電場出現。但此項電場與前此已知之電場，即電荷周圍之靜電電場，有一重要之點可資區別。靜電電場之力線恆起於一陽電荷而止於一陰電荷，非為閉合之曲線；有起點，有終點。但在一有應電動勢出現之導體中，應電場之力線則既無起點，又無終點；自一點出發終必仍返原點。故應電場之力線咸自成閉合曲線，而圍繞於隨時變化之磁場之力線。由此事實 Maxwell 氏曾得下列之普遍結論：

隨時間以變化之磁場中，其磁力線周圍咸為閉合之電力線所旋繞。

此說普遍皆屬有效，固不僅須有導體存在時，其中之電力線可以應電流之出現以證實之也。即在介電質或竟在真空之中，此種電力線亦恆能存在。於是錨狀螺線管之感

應實驗(第273圖)至此不難明瞭矣。由導線中電流所生隨時間而變化之磁場固僅限於管之內部,但管外初非完全無場。管之外部實為電力線所佔據,此種力線咸旋繞於隨時變化之磁場力線之周圍,而成管外感應現象之直接原因。

按 Maxwell 氏之意見,隨時間以變化之電場與磁場二者之間實有完全並行之性質存焉。上定理之逆亦為合理,有如下述:

隨時間以變化之電場中,其電力線周圍咸為閉合之磁力線所旋繞。

隨時變化之電流產生隨時變化之磁場,此磁場之力線咸為閉合之電力線所圍繞;通常此項應電場亦必隨同作時間的變化,而電場之變化又可激起隨時變化之新磁場。往復循環,報施不已。故隨時變化之電流恆於其周圍產生隨時變化之電場與磁場,二者合稱為電磁場,其電場成份與磁場成份二者間恆有交互之作用(§ 359)。

**326. 位移電流。** 設有一容電器,帶有電荷  $e$ , 其二導片經一電阻而以導線連結之(第280圖)。此時恆有二種作用發生:一方面容電器經由電阻而放電,其中即生電流,稱為傳導電流  $i_c$ ; 另一方面容電器中之電場  $E$  同時亦必因之隨時間而變化。但傳導電流  $i_c$  之電路並非閉合,起於容電器之一片而止於他片。按電流強度之定義 (§ 244),  $i_c = de/dt$ ; 又

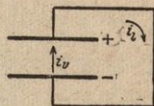


因在導片面積為  $F$  之容電器中,  $e = \frac{F\varepsilon}{4\pi} \mathbf{E}$  (§ 230), 故  $i_l = \frac{F\varepsilon}{4\pi} d\mathbf{E}/dt$  [靜電單位], 式中  $\varepsilon$  為充滿於容電器中介電質之介電係數。

又容電器放電時,恆有磁性作用連帶發生。不僅傳導電流  $i_l$  可支持一磁場,其磁力線旋繞導線而已也,容電器中隨時變化之電場之電力線周圍亦為閉合之磁力線所旋繞。故容電器對於傳導電流  $i_l$  而言,誠為一中斷之處,但對於旋繞之磁力線所成之磁場而言,固絲延無間也。此項磁場確穿過容電器所據之空間,而繼續不斷。是則電場之隨時變化者,其作用有與傳導電流完全相似者矣。Maxwell 氏鑒於此事,乃倡位移電流之觀念,而通常所謂電流之觀念,因得藉以擴充。於是世間將無斷路之電流;傳導電流  $i_l$  之起止於容電器之二導片者,其在容電器以內,吾人可設想有一強度相等之位移電流  $i_v$  以繼續之。按上述之定律,得

$$i_v = i_l = \frac{F\varepsilon}{4\pi} \frac{d\mathbf{E}}{dt} \text{ [靜電單位]}. \quad (41a)$$

故容電器內之位移電流正比於器內電場強度之時間的變遷率。電場變化愈速,位移電流愈強。位移電流之觀念又不僅限於容電器以內;其他一切情形中,凡遇電場隨時間而變化時,亦皆可應用。且電場之力線亦不必有起點與終點,



第 280 圖 位移電流  
意義之由來。

如容電器中者然，即如感應作用中所遇之閉合電力線，亦屬相同。在此最後之一例中，位移電流自成一閉合之曲線。

(41 a) 式中電流強度與電場強度二者均以靜電單位表之。若欲用電磁單位，則可藉 § 313 中所列之關係式，不難將 (41 a) 式改爲 ( $c$  = 光之速度)

$$i_v = \frac{F \epsilon}{4 \pi c^2} \cdot \frac{d \mathbf{E}}{dt} \text{ [電磁單位]}. \quad (41 b)$$

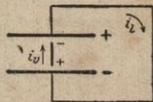
若不用電場強度  $\mathbf{E}$ ，則又可以 § 235 所述之電的位移  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$  代之。於是

$$i_v = \frac{F}{4 \pi c^2} \cdot \frac{d \mathbf{D}}{dt} \text{ [電磁單位]}. \quad (41 c)$$

垂直於位移電流方向之一平面上每一 [厘米]<sup>2</sup> 內所通過位移電流之值稱爲位移電流密度， $j_v = i_v / F$ ，即

$$j_v = \frac{\epsilon}{4 \pi c^2} \frac{d \mathbf{E}}{dt} = \frac{1}{4 \pi c^2} \frac{d \mathbf{D}}{dt} \text{ [電磁單位] / [厘米]}^2. \quad (42)$$

第 281 圖示一容電器之內置有一導線，與電力線相平行。容電器荷電時，此導線因靜電感應而成一電偶極子。容電器之電荷變化時，此電偶極子二端之電荷亦隨之增減，其極之強度自亦隨之變化，而導線中因生一電流。此傳導電流之周圍自成閉



第 281 圖 位移電流中之導線。

合之磁力線所旋繞，而容電器內之位移電流亦恰與此相同。凡在位移電流之區域中有一導線存在時，恆有與此相

當之現象發生。凡位移電流遇有一導線之插入而中斷時，恆以導線中之傳導電流以繼續之。

**327. 電磁擾動之傳播。** 空間內任何一處電場或磁場發生變化時，吾人輒稱之為電磁擾動。吾人已知一有此種之擾動發生後，其原來空間範圍以外之區域內亦將遭其波及；確切言之，此項擾動可達於其周圍之全部空間，雖其強度愈遠而愈減，然其作用固無遠而弗屆者也。自擾動區域發出之電磁場係由互相環抱之電力線與磁力線而成，在空間內以有限之速度向各方傳播。在真空之中，電磁擾動之傳播速度幾為每秒 300000 [仟米]，等於 § 304 中所遇之常數  $c$ ，即光之速度，或臨界速度。光者非他，不過電磁擾動之傳播而已 (§ 435)，則此數與光之速度同值，原屬當然。

**328. 旋渦電場中電位之多義性。** 靜電荷之電場為無渦電場，而力線閉合之電場則否，不復為無渦電場矣（參閱 § 108）。命  $A$  為此種電場內之任意一點， $P$  為其電位。按諸定義，此為將一單位電荷自一點吾人認其電位為  $O$  者移至  $A$  點時所需之工 (§ 220)。今試將一單位電荷沿一通過  $A$  點之閉合力線向  $A$  點移運，或順其所受作用力之方向，或與之相逆；此作用力者係由應電場而來。此時或得一定值之工作，或需一定值之工作，視運動之方向而異。若周繞  $n$  次，則工作之值亦為  $n$  倍。故  $P$  點之電位可有各種不同之值，視單位電荷自  $O$  電位起，或直接移至  $A$  點，或在途中曾沿



此隨時變化之應磁場之力線周行一次或數次而定。故在一旋渦電場中，任一點之電位不能單義決定之。此與磁場之情形完全相似 (§ 316)。

**329. Lenz 氏定律。** 欲決定應電動勢之方向，須用 Lenz 氏定律：由應電動勢而生之應電流周圍之磁場，恆與發生感應之本源作用相反；應電動勢之方向恆可由此定出。

若感應現象係由導體或導體之一部份在一自磁體或電流流過之線圈所發出之磁場中運動而起，則應電流之磁場所指之方向，恆在欲制止此項運動。如以一磁極移近一導線環，則應電流之磁場恆欲排斥磁極，使其離開環面；換言之，即制止磁極之運動。反之，磁極離開導線環時，環中應電流之磁場恆又欲使之返至環面，仍復制止其運動。其來也拒之，其去也留之。故磁極移近時所生應電動勢之方向與遠離時相反。吾人按此計出應電流磁場之方向後，再一反 § 302 所示之法則，即可判別應電流之方向。

若感應之原因係由於一導體組所包圍之匝面中磁場之隨時間而變化，則應電流之磁場所指之方向，恆為足以減慢此項時間的變化者。感磁場增強，例如將一線圈中電流初通時，應電流之磁場恆與感磁場方向相反；感磁場減弱，例如將一線圈中電流初斷時，應電流之磁場與之同向。在此二種情形中，其作用均在拖遲感電場之時間的變化。

Lenz 氏定律實為能量原理之一種結論。導體中有應

電流發生時，亦生電流熱，此項能量自必取給於感應作用賴以出現之本源。若感應作用之本源係由於物體（磁體，或線圈）之任何運動，則其動能將因之消失，而運動必受阻制。若感應作用之本源純係由於磁場強度之時間的變化，則吾人可以一事說明之，惟此事須待稍後（§ 358）方能述及，即任何磁場中均有磁性能量儲藏於其中是。欲使磁場產生，恆需能量，磁場消滅時，該項能量仍復放出。例如一線圈之中有電流通入，其周圍因即產生一磁場；若空間內有一導體組存在，而其中可以發生感應作用，則由線圈中電流所供給之能量並不全部授予其磁場，其一部份之能量即經此磁場之媒介而用以產生導體組中之應電流，場中因即損失此部份之能量，故其磁場之增強將較無應電流發現時為緩。線圈中之電流突然告斷時，其隨同告斷之磁場又將其一部份能量授予導體組，作為產生應電流之用。

按 Lenz 氏定律，可知一導線中每遇有一電流接入或增強其原有之電流時，另一與之平行之導線中必有應電流發生，其方向與感電流相反；當電流告斷或減弱時，可得一同向之應電流。

**330.** 用感應線圈以測量磁場。藉感應作用之助，吾人可測量一均勻磁場之強度。將一感應線圈與一衝擊電流計相接連，而置於磁場中，使其匝面  $F$  垂直於磁場之力線。此時突將線圈自場中取出，衝擊電流計中即有一瞬時，正

比於線圈原在處之磁場強度。

在此情形中，(28 c) 式 (§ 318) 爲合理，惟  $\sin(F, \mathbf{H}) = 1$ 。

將該式積分之得

$$\int_{t_1}^{t_2} E dt = F \int_{\mathbf{H}_1}^{\mathbf{H}_2} d\mathbf{H} = F(\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) [\text{高斯}] \cdot [\text{厘米}]^2.$$

式中之指數 1 與 2 示該項步驟之初態與末態。今  $\mathbf{H}_1$  等於欲測之磁場強度，而  $\mathbf{H}_2 = 0$ 。式中之符號與此處無涉，可略去之。於是得

$$\int_{t_1}^{t_2} E dt = F \mathbf{H} [\text{高斯}] \cdot [\text{厘米}]^2. \quad (32)$$

命線圈及電流計之電阻爲  $R$ ，流過此電路中之瞬間電流爲  $i = de/dt$ ，其  $de$  爲  $dt$  時間內流過其中任何截面之電量 (§ 244)。

於是

$$F \mathbf{H} = \int_{t_1}^{t_2} E dt = R \int_{t_1}^{t_2} i dt = R \int_{t_1}^{t_2} de = Re \quad \text{或} \quad \mathbf{H} = \frac{Re}{F} [\text{高斯}]. \quad (33)$$

此處  $e$  爲感應作用進行中流過電流計之總電量。但此與衝擊電流計中之示度成正比 (§ 365)，故將電流計加以校準即可測得。若  $F$  與  $R$  皆爲已知，且  $e$  與  $R$  均以電磁單位表出，則自(33)式即可求得磁場  $\mathbf{H}$  之值，以 [高斯] 爲單位。用實用制單位 (§ 362) 時，(33) 式應代以

$$\mathbf{H} = 0,796 \frac{Re}{F} \cdot 10^8 [\text{安培匝數}] / [\text{厘米}].$$

( $e$  以 [庫侖]， $R$  以 [歐姆] 表之)。



331. 磁壓之測量. 一磁場中任意二點間之磁壓 (§ 316) 亦可以一適當之感應線圈, 稱爲 Rogowski 氏之磁壓計者, 及一衝擊電流計以測之. 磁壓計爲一扁長之螺線管所成, 繞於一皮帶之上, 以便運用 (第 282 圖). 導線自帶之中央起繞至帶之一端, 返至他端而仍回中央, 與二引入線相接. 命各匝線圈之截面均爲  $F$ , 而皮帶每 [厘米] 長度內各有  $n$  匝線圈. 第 282 圖所示者爲測量電磁鐵周圍磁場中二點間之磁壓時之情形. 將皮帶線圈之二端置於欲測之二點處.



第 282 圖 磁壓計. (採自 Pohl, Elektrizitätslehre)

於是突然撤去磁鐵, 磁場隨即消滅. 此時線圈中即生感應作用, 與線圈接連之衝擊電流計內即有一示度, 其值與線圈兩端間之磁壓成正比.

吾人試設想將此皮帶線圈分成無數之小段，各段之長爲  $\Delta s_1, \Delta s_2$  等，而命在各小段軸向上磁場之分量爲  $\mathbf{H}_1, \mathbf{H}_2$  等。各小段之匝面等於  $n F \Delta s_k$ 。於是磁場消滅時各小段中積分  $\int E dt$  之值爲  $n F \mathbf{H}_k \Delta s_k$ ，而對於線圈之全長言，則爲

$$\int E dt = n F (\mathbf{H}_1 \Delta s_1 + \mathbf{H}_2 \Delta s_2 + \dots) = n F \Sigma \mathbf{H}_k \Delta s_k,$$

或以積分式表之，則爲

$$\int E dt = n F \int \mathbf{H}_s ds,$$

式中右邊之積分須遍及皮帶線圈之全長。

按 § 316,  $-\int \mathbf{H}_s ds = M$  爲皮帶線圈兩端間之磁壓，故

$$\int E dt = -n FM [\text{高斯}] \cdot [\text{厘米}]^2. \quad (34)$$

此處  $n F$  爲每 1 [厘米] 長之皮帶內線圈之匝面。若此值爲已知，則因  $\int E dt$  一值可由電流計之示度測出，已如 § 330 中所述，故磁壓之值即可從此計算。

同理，電流周圍磁場中二點間之磁壓亦可以此法測量之。若將磁壓計纏繞電流流過之導體一匝或數匝，則此例中磁壓之多義性 (§ 316) 亦不難證明之。試將皮帶線圈纏繞導體  $n$  次後而接連其兩端，則在此特例中磁壓之值等於  $4\pi i$  [高斯] · [厘米] 之  $n$  倍。

**332. 互感應。** 由電流  $i_1$  所產生之磁場強度  $\mathbf{H}$  恆正比於電流強度  $i_1$ 。  $i_1$  隨時間而變化時，  $d\mathbf{H}/dt$  亦正比於  $di_1/dt$ 。若電流  $i_1$  流過之導體周圍又有一閉合之導體存在，則其中

將生一應電動勢  $E_2$ ，而按諸 Faraday 氏定律，此必正比於  $di_1/dt$ ，

$$E_2 = -L_{12} \frac{di_1}{dt}. \quad (35)$$

電流  $i_1$  增強時， $E_2$  恆與產生電流  $i_1$  之電壓方向相反 (§ 329)，故上式須加負號。係數  $L_{12}$  稱為二導體間之互感係數。此係數之值視二導體相互之位置及其幾何的形狀而異(此外尚有關於二導體所在之媒遞質之導磁係數 § 337)。在簡單之情形中，此值可由計算而得。

二導體間之互感係數  $L_{12}$  大小不一，吾人輒別之為密耦合或疏耦合。二者相離愈近，其互感愈強，尤以其中之導線彼此平行時為甚；以一線圈繞於他線圈上時，互感最強。

在實用制中，互感係數之單位為 1 [亨利] =  $10^9$  電磁單位之互感係數。例如第一導體中電流  $i_1$  隨時間而均勻的有 1 [安培]/[秒] 之變化時，若第二導體內有 1 [伏特] 之應電動勢產生者，二者間之互感係數即為 1 [亨利]。

333. 自感應。一電路中電流變化時，其鄰近之導體內既有應電動勢產生，則電路本身之各部份中自亦不能獨免。電路周圍之變磁場恆回授其作用於電路本身，而使之發生感應 (Faraday 氏, 1835)。導體中因即有應電動勢出現，今以  $E_s$  表之。按 Lenz 氏定律 (§ 329)，此應電動勢之方向恆有一定，務使電路中電流之時間的變化可因其作用而減緩。故電流增強，如開始通流之時，此應電動勢恆與導體中原有之



電動勢(例如自蓄電池而來者)方向相反;電流減弱時,方向與之相同. 在此所謂自感應之現象中,應電動勢  $E_i$  之值亦正比於電流之時間的變化值,與互感應之情形同,

$$E_i = -L \frac{di}{dt}. \quad (36)$$

此常數  $L$  稱為電路中之自感係數. 其值視電路之幾何形狀而異,且亦有關於其所在處之媒質,亦與互感係數同. 以上所述者,僅為一電路在真空中時之情形. 電路之各部份相離愈近,彼此平行之導線段愈長,且其相鄰之部份中電流方向相同者,自感係數之值愈大;故緊繞之螺線管中其值特大.

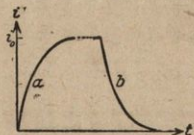
一電路中電阻為  $R$ , 電流源之電動勢為  $E$ , 電流初通時,其電流之強度每以自感應之作用而不能立即與 Ohm 氏定律  $i = E/R$  之值相合. 按 Kirchhoff 氏第二定理,

$$E + E_i = E - L \frac{di}{dt} = iR. \quad (37)$$

若  $E$  為常定,  $t=0$  時  $i=0$ , 則此微分方程式之解式為

$$i = \frac{E}{R} \left( 1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) = i_0 \left( 1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right). \quad (38)$$

故電路初通時最初一瞬間( $t=0$ )之電流強度為零,其後隨時間  $t$  而增加,通常皆非常迅速,即達其終值  $i_0 = E/R$ , 方與 Ohm 氏定律相合(第 283 圖 a).



電動勢  $E$  消滅後,祇須電路不斷, 第 283 圖 自感應之作用.

電流  $i_0$  亦不立即消滅,而按下式逐漸遞減(第 283 圖 b)

$$i = \frac{E}{R} e^{-\frac{R}{L}t} = i_0 e^{-\frac{R}{L}t} \quad (39)$$

自感係數之實用單位亦為[亨利],與互感係數同。一導體中每秒鐘內電流均勻的有 1 [安培]之變化時 ( $di/dt = 1$  [安培]/[秒]),若其中因之產生 1 [伏特]之應電動勢者,導體之自感係數為 1 [亨利]。

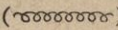
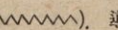
僅遇簡單之情形時,此種感應係數方可由計算而得一簡潔之式。試舉一例,——此例以後且另有應用——,一長直之螺線管,長度為  $l$ , 截面為  $q$ , 共繞有  $N$  圈,每單位長度內共有  $n = N/l$  圈。  $F = Nq$  為此螺線管之匝面。當電流  $i$  流過其中時,其磁場為  $\mathbf{H} = \frac{4\pi N i}{l}$  [高斯] (§ 304, (11) 式)。按 § 318, 電流隨時間而變化時,其中即生一應電動勢

$$E_i = Nq \frac{d\mathbf{H}}{dt} = \frac{4\pi N^2 q}{l} \frac{di}{dt} \text{ [電磁單位].}$$

與(36)式自感係數之定義方程式相比,即得(正負之符號在此處無意義)

$$L = \frac{4\pi q N^2}{l} = 4\pi q n^2 l. \quad (40)$$

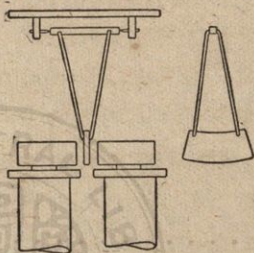
鑄環狀螺線管中亦為此值(第 259 圖 b, § 303)。

吾人作電路接線之略圖時,導線之有自感或互感係數者均以纏結之螺線()示之,以別於純粹之 Ohm 氏電阻所用之折線()。導線之同時有自感應及 Ohm

氏電阻者，以二者串聯示之。

334. 渦電流。廣大之金屬物質受變電場作用後，其體內所生之應電流稱為渦電流。此項應電流，例如在電機之

鐵質部份中所出現者，可十分強烈。欲示明渦電流之作用，可用 Waltenhofen 氏擺（第 284 圖）。一厚銅板自由來回擺動於一強力電磁鐵之二極間。電磁鐵中之電流通後，銅板內即有應電流產生，銅板即因此應電流



第 284 圖 Waltenhofen 氏擺。

之磁場作用而留於二極之間，如陷入一頗為粘滯之液體中然（按 Lenz 式定律，運動為其所制止，§ 329）。擺之動能變成銅板中之電流熱。吾人僅能遲緩的將銅板自二極間拉出。

若何方可避免電機中磁性鐵心內渦電流之產生，以免能量受無謂之消耗，實為工業上一重要之問題。在此方面吾人已能達到幾許成功，即將鐵心改用許多彼此絕緣之軟鐵片重疊而成，於可能範圍內儘量使渦電流之方向垂直於鐵片之面。但電機中渦電流之出現恆不能完全避免。

第 285 圖示一圓銅板  $S$ ，其上懸有一磁針，可以轉動。圓板轉動時，磁針亦將隨之沿同一方向而轉動。此項現象——按其發現者 Arago 氏稱之為轉動磁性——係因圓板

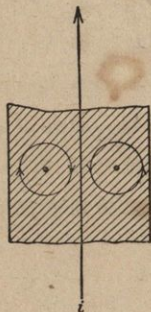




第 285 圖 轉動磁性。

在磁針之磁場內運動時產生渦電流所致；此處所遇之情形實為一種單極感應 (§ 320)。按 Lenz 氏定律，圓板與磁針之相對運動必為渦電流之磁場所阻撓，此相對運動者，即感應賴以發生之原因也。若銅板以定速轉動，則磁針必示一隨板轉動之傾向。

335. 表皮作用。十分迅速之電振動輒於其流過之導體本身內產生顯著之渦電流。吾人可設想將導線中之電流，分為無數各自分立之平行電流莖。各流莖之旁皆有磁力線圍繞之，即在導體之內部亦莫不皆然。試以第 286 圖中之直線箭矢表示一條此種之電流莖，圍繞於其旁之一條



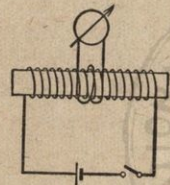
第 286 圖 表皮作用理論之說明。

磁力線穿過此圖面於二點，以直線箭矢二旁之二點表之。電流之強度與方向發生變化時，其磁場之強度與方向亦隨之而變。於是各磁力線又為應電場力線所懷抱，在導體中即產生圍繞磁力線之圓周電流。此種圓周電流之旋繞方向可由以前所述之規律定出之，如第 286 圖所示。此種電流之方向，在導體表面上者，與電流莖同向，而在導體內部者，與之反向。故交流電流在導體中之電流密度並非到處相同，與直

流電流迥然有異；其在導體軸附近者因之減弱，在導體表面上者即因之增強。尋常工業上所用之交流電流中，此項作用頗為微弱；然在迅速之電振動中，則強烈異常。在此種情形中，實際上電流之全部幾悉擁擠於導體之最外一層，故曰表皮作用。就傳導電流方面觀之，導線之內部，毫無效用，而導線之電阻似因之非常增加（與任何其他之自感應現象同，且此處所述又何莫非自感應也）。不論任何方面，均不願有此種效應發生。實用上皆以纖細之導線各塗以漆，彼此絕緣，絞成一索而用之，務使其中各導線輪流絞於索之中央及外面，以期限制此項之作用（高頻電振用導線）。

## 第二十六章 物質之磁性

336. 順磁性,反磁性及鐵磁性. 第 287 圖示一螺線管與電流源相接,螺線管外另繞一線圈,而以之與一衝擊電流計 (§ 317) 相連. 初時將全部之物件置於真空中,庶合於前數章中所假設之條件. 螺線管之電路一通,則因其中有磁場之作用,而第二線圈內即產生一應電動勢,使衝擊電流計示一度數. 按 § 330, (33) 式,不難由此計算線圈中磁場強度  $H$  之值. 今試將任何物質置於螺線管之中,而重作上述之實驗. 此時電流計之示度每與前不同,不大則小. 由相同之計算,知此時管中磁場之強度亦已較前在真空中時或為大,或為小. 從此吾人可斷言將物質導入一線圈之中後,恆有一新添之磁場出現,其方向較之由 § 303, (11) 式計算而得者,或為相同,或為相反,致使原有之磁場強度或因之增強,或因之減弱.



第 287 圖 靜磁感應  
強度  $B$  之由來.

按各物質在此方面之情形,吾人可將其分為三大類. 磁場因之增強者為順磁性物質,磁場因之減弱者為反磁性物質. 最後尚有一類稱為鐵磁性物質,殊屬奇特,鐵即為其一例,磁場雖亦因之增強,但遠較順磁性物質為甚,且其情形



通常皆十分複雜。

337. 靜磁感應強度, 導磁係數及磁化係數. 將物質導入線圈中後新添之磁場, 吾人輒以  $H'$  表之.  $H$  為線圈中毫無物質存在時原有之磁場 (§ 304, (11) 式). 故在一為物質所充滿之線圈中磁場之強度事實上為  $H+H'$  [高斯]. 遇順磁性及鐵磁性之物質時,  $H'$  與  $H$  同號, 遇反磁性物質時為異號.  $H'$  之絕對值隨  $H$  之絕對值而增減, 換言之,  $H$  磁場增強時其新添之磁場隨之而增, 反之亦然. 故吾人可命

$$H' = 4\pi\kappa H. \quad (1)$$

此隨物質而異之常數  $\kappa$  稱為該物質之磁化係數. 順磁性及鐵磁性物質之值為正, 反磁性物質為負. 對於順磁性及反磁性之物質, 其值與原有磁場  $H$  之強度無關. 對於反磁性物質, 其值又幾無關乎溫度; 但對於大多數之順磁性物質, 則反比於絕對溫度. 自第 27 表中可見此二類物質之值均

第 27 表 數種物質之磁化係數  $\kappa$  與質量磁化係數  $\chi$ <sup>1)</sup>

| 反磁性物質              |                     |                   | 順磁性物質                   |                     |                   |
|--------------------|---------------------|-------------------|-------------------------|---------------------|-------------------|
|                    | $\kappa \cdot 10^6$ | $\chi \cdot 10^6$ |                         | $\kappa \cdot 10^6$ | $\chi \cdot 10^6$ |
| 鉍, 15°C. . . . .   | -15                 | -1,47             | 白鉍 . . . . .            | +0,3                | +0,03             |
| 鉍, 液態 . . . . .    | -0,1                | -0,01             | 鉛, 固態, 18°C. . . . .    | +1,8                | +0,65             |
| 銻, 18°C. . . . .   | -6                  | -0,9              | 鉛, 液態, 1000°C. . . . .  |                     | +0,5°             |
| 水銀, 18°C. . . . .  | -2,6                | -0,19             | 氧, 0°C, 1 大氣壓 . . . . . | +0,15               | +105              |
| 氫, 氣態 . . . . .    | -0,00018            | -2                | 氧, 液態, -185°C. . . . .  |                     | +241              |
| 氫, 液態 . . . . .    | -0,19               | -2,7              | 氧, 固態, -253°C. . . . .  |                     | +375              |
| 二氧化碳, 氣態 . . . . . | -0,00084            | -0,42             |                         |                     |                   |
| 氫, 氣態 . . . . .    | -0,00164            | -0,45             |                         |                     |                   |

1)  $\chi$  之意義見 § 341.

非常低小,其數量級為  $10^{-6}$ 。鐵磁性物質之磁化係數皆遠較此為大,且為原有磁場  $\mathbf{H}$  之函數,而又與物質已往之磁性變化有關。

反磁性物質與順磁性物質之磁化係數均為值頗小,故新添之磁場  $\mathbf{H}'$  較之原有磁場  $\mathbf{H}$  恆屬渺乎其微; § 336 所述之實驗,對於此二類之物質,僅屬理想的而已。欲測量此種物質磁化係數之值,須用他法 (§ 335)。氣體之磁化係數為值尤小,此蓋因其密度小也 (§ 341)。真空中無新添之磁場出現;按諸定義,其磁化係數為 0。故空氣中之磁性現象與真空中者相差絕微,一如上章緒言中所述。業經磁化之物質中,總磁場之強度為  $\mathbf{H} + \mathbf{H}'$ 。其值常以字母  $\mathbf{B}$  表之,稱為該物質中之靜磁感應強度。於是得

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{H}' = (1 + 4\pi\kappa)\mathbf{H} = \mu\mathbf{H}, \quad (2)$$

式中

$$\mu = 1 + 4\pi\kappa. \quad (3)$$

$\mu = 1 + 4\pi\kappa$  一值稱為該物質之導磁係數。就順磁性與反磁性物質言,  $\mu$  之值與 1 相差頗微,順磁性物質  $\mu > 1$ , 反磁性物質  $\mu < 1$ 。鐵磁性物質則不然,  $\mu \gg 1$ , 且為原有磁場  $\mathbf{H}$  之函數,而又與其已往之磁性變化有關,一與  $\kappa$  無異。真空之導磁係數等於 1。

各向異性之物質,尤如結晶之物體——除等軸晶系外——,  $\mu$  與  $\kappa$  之值尚須視物體在磁場中之方位而異。

靜磁感應強度  $\mathbf{B}$  之定義為業經磁化之物質中真正之磁場強度，故其單位亦為 1 [高斯]，與其他之磁場同。因之  $\mu$  與  $\kappa$  二值應為純數（參閱 § 362）。

關於(2)式，有下述之事應加注意。物質之導磁係數頗近於 1 時，即遇順磁性物質及反磁性物質時，靜磁感應強度  $\mathbf{B}$  恆可視為二種磁場之和，其一為真空中即未將物質導入以前之原有磁場  $\mathbf{H}$ ，其二為已將物質導入後之新添磁場  $\mathbf{H}'$ ；凡遇上述之二種物質時，此種說法確屬無誤。但若  $\mu$  之值頗大，如遇鐵磁性物質時，則其情形遠較此為複雜，其詳情不及在此處討論（參閱 § 345）。惟在此例中， $\mathbf{B}$  仍可視為磁化物質中真正之磁場強度。

338. 順磁性及反磁性之學說。欲明瞭順磁性與反磁性之理論，吾人先須假設各種物質之原子中皆有圓周電流。此種觀念首由 Ampère, Weber 諸氏所提倡，用以說明鐵磁性物質之特性者，但按諸吾人今日之知識，已可將此學說推廣至一切之物質。按今日之原子學說，此種原子內之圓周電流係由電子繞行各原子之圓周運動而成；圓周電流具有磁矩，一與導體內之電流同（§ 310，并參閱 § 512）。有一部份之元素中，各原子內諸圓周電流之方向適彼此相反，其磁矩因而彼此抵消。此種原子之總磁矩為零。是為反磁性物質。在順磁性物質中，各圓周電流之磁矩並不彼此抵消，其原子具有一總磁矩。此種原子皆為磁偶（關於原子磁矩之值，參



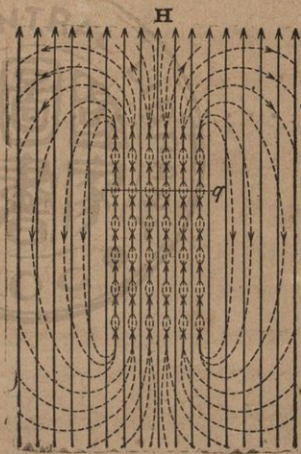
閱 § 512).

根據此事，順磁性物質及反磁性物質在磁場中之舉動又起源於全不相同之原因。順磁性物質之情形較為簡單。原子既因其具有磁矩而成爲磁偶，故均有將其磁軸轉至磁場方向之趨勢。反磁性物質之情形則僅可以感應定律說明之。原子內之圓周電流永不自行減弱，吾人可視其電流軌道內毫無電阻。設有一反磁性物體初時存在於一無場之空間內。今若於此空間內施以一磁場，則此種理想的無電阻之電流軌道中將有新添之應電流出現，按 Lenz 氏定律 (§ 329)，其磁場應與外磁場方向相反。更精密言之，在一原子內，其圓周電流之磁場原與外磁場方向相反者將因之加強，而他一種圓周電流之磁場原與外磁場方向相同者將因之減弱。換言之，即第一種電流中之電子將因外磁場之作用而加速，而第二種之電子則因之而減緩。各圓周電流之位置彼此錯雜，漫無規律，初時其作用可以互相抵消，而今則不然。此時原子之磁矩與外磁場方向相反者，其作用特顯。此項特顯之磁矩適與順磁性原子之情形相反，順磁性原子之磁矩固與外磁場同向者也。在性質上至少藉此可以明瞭順磁性與反磁性物質作用何以相反之故。外磁場消滅時，自必又有應電流發生，其強度與外磁場初現時相等，惟其方向則與之相反，故二者適相抵消，物質仍完全恢復其原來之狀態。

吾人須注意上節所述反磁性物質之情形，事實上其他一切物質亦莫不有之。惟順磁性之特性超過反磁性之特性時，物質即屬順磁性。

339. 靜磁感應強度  $B$  為磁性物質內真正之磁場。吾人今當說明順磁性物質及反磁性物質中之新添磁場。在順磁性物質中，原子極偶受外磁場  $H$  之作用後，即有將其磁矩轉至與場向同向之趨勢，

如第 288 圖所示；該圖示一順磁性物體在一磁場中時其剖面之略圖，原子極偶以短箭矢表之。直立之長箭矢表外磁場  $H$  之磁力線。自各原子極偶出發之磁力線（以虛線表之）在物體以內皆自一極偶趨至他一極偶，其方向大致均與外磁場  $H$  之方向相同，故二者互相增強。試於物體內作一平面  $q$ ，垂直於場之方向，而數明



第 288 圖 順磁性物體中靜磁感應強度  $B$  之意義。

穿過此面之力線總數；其值以面積  $q$  除之，即得該物體內之平均磁場強度。此項平均強度即為靜磁感應強度  $B$ ，乃由外磁場  $H$  及新添磁場  $H'$  所合成，此新添之磁場係來自原子

極偶方向轉正後原子中之圓周電流者。(圖中爲易於明瞭計,原子磁場之部份已過量放大。自其絕小之磁化係數,可知此部份之磁場事實上恆遠較外磁場爲小。鐵磁性物質之情形則不然)。

反磁性物質之情形亦可以與此完全相似之法說明之。惟基於 § 338 所述,第 288 圖中  $\mathbf{H}$  之方向若仍照舊,則磁偶之軸向與新添磁場之方向均當與此相反。反磁性物質中新添之原子磁場與外磁場  $\mathbf{H}$  方向相反,而將其減弱。

在第 288 圖中,吾人尙須注意新添磁場之磁力線經過一磁偶時並不因之中斷,而可穿過圓周電流所包圍之面。第 288 圖中之短箭矢僅爲示明圓周電流磁矩之符號而已。

電與磁之現象原屬頗爲相似,即在形式上,  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  及  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$  (§ 235) 二式亦然。但此二式之意義有一根本相異之處,即在一磁性物質內之真正磁場爲  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ , 而在一靜電極化之物質內之真正電場則爲  $\mathbf{E} = \mathbf{D} / \epsilon$ 。

340. 磁化強度。磁性物體之原子極偶在一磁場中既列成定向後,在某方面觀之,即具有一磁體之特性。新添磁場之磁力線即自物體之一端出而由他端入,亦與磁體相同(參閱第 288 圖)。物體之二端居然各成一極;故在磁場中時,物體確已變爲一磁偶。命新添磁場之強度爲  $\mathbf{H}' = \mathbf{B} - \mathbf{H}$ , 物體垂直於場向一端之面積爲  $q$ , 則共有  $q(\mathbf{B} - \mathbf{H})$  條新添之磁力線,穿過此面,故可認定物體兩端之磁極強度爲



$q(\mathbf{B}-\mathbf{H})/4\pi$ , 蓋按 § 299, 自一強度為  $m$  之磁極, 恆有  $4\pi m$  條之力線發出也。於是物體兩端單位面積內之磁極強度為  $\mathbf{I}=(\mathbf{B}-\mathbf{H})/4\pi$ 。自 § 337, (2) 式, 可得

$$\mathbf{I}=\kappa\mathbf{H}, \quad (4)$$

$\mathbf{I}$  稱為該物質之磁化強度。

磁化強度有一明瞭之意義。設磁化物質之長為  $l$ , 截面為  $q$ , 於是其兩端之磁極強度為  $\pm\mathbf{I}q$ 。全物體成一磁偶, 其磁矩為  $\mathbf{M}=\mathbf{I}ql$  (§ 297)。但  $ql$  為物體之體積, 故  $\mathbf{I}$  為磁化物體每一單位體積內之磁矩。自(2)式與(4)式, 可得

$$\mathbf{B}=\mathbf{H}+4\pi\mathbf{I}. \quad (5)$$

**341. 質量磁化係數. 分子磁化係數.** 自上述關於  $\mathbf{I}$  之意義可知磁化係數  $\kappa$  為一物體在  $\mathbf{H}=1$  [高斯] 之磁場中時其單位體積內所生之磁矩。以該物質之密度  $\rho$  除  $\kappa$ , 即得 1 [克] 之物體在 1 [高斯] 之磁場中時所具之磁矩, 即所謂質量磁化係數

$$\chi=\frac{\kappa}{\rho}. \quad (6a)$$

此值以物質之分子量  $M$  乘之, 即得該物質 1 [克分子] 之磁矩, 即所謂分子磁化係數

$$\chi_m=\chi\cdot M. \quad (6b)$$

同理, 以原子量  $A$  乘之, 可得 1 [克原子] 之磁化係數, 即所謂原子磁化係數

$$\chi_a=\chi\cdot A. \quad (6c)$$

因 1 [克分子] 或 [克原子] 中恆有同數之分子或原子 (§ 96), 故若以此數 ( $N$ , 即 Loschmidt 氏常數) 除  $\chi_m$  及  $\chi_a$  之值, 即可得各單個分子或原子在 1 [高斯] 之磁場中時所具之磁矩。

第 27 表 (§ 337) 中示有數種物質之值。吾人可注意氧之  $\chi$  值頗高。但空氣之導磁係數仍與 1 非常接近, 蓋氧之  $\chi$  值雖高, 其密度  $\rho$  頗小, 以致其磁化係數  $\kappa = \chi \cdot \rho$  仍為頗小故也。

**342. 鐵磁性。** 鐵磁性之物質以鐵為其主要之代表; 就其磁性之情況觀之, 有許多主要之點與其他一切物質不同。順磁性與反磁性物質之導磁係數均與 1 異常接近, 而鐵磁性物質之值則絕大, 可達數千以上。其次, 外磁場  $H$  與靜磁感應強度  $B$  二者間並無單義的關係, 此又與其他之物質不同。此處  $B = \mu H$  之關係固仍存在, 作為導磁係數之定義。然導磁係數絕非常數, 且亦不與一常數相近, 其值視磁化磁場  $H$  而異, 且與物質已往之磁性經歷有關。以此之故, 外磁場  $H$  消滅時, 此種物質之靜磁感應強度  $B$  與磁化強度  $I$  仍可保持一有限之值。永久磁體 即屬此種情形。此外尚有一不同之點, 鐵磁性物質輒示磁性飽和之現象, 即外磁場強度繼續增加時, 磁化強度恆增至一極限而止; 其他之物質遇外磁場儘量增加時, 終無此種飽和現象之痕跡出現。

鐵磁性物質中, 以鐵之特性為最強, 遠非其他物質所可比擬。化學性質與之相類之金屬, 如鎳與鈷, 亦屬此類。以

此種金屬合成之合金，與夫其某種之化合物，以及其與其他非鐵磁性物質，尤如錳、鋁、鉻、鈞等物所成之合金，均示鐵磁性。故吾人可選擇各種不同之合金，以滿足工業上各種不同之需要。最奇者，銅、錳、鋁三金屬本身均非鐵磁性，而以之製成某種之合金，所謂 Heusler 氏合金 者後，即示鐵磁性。

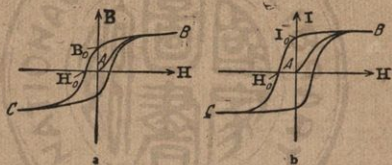
磁性之化合物中，以吸鐵石或磁鐵礦 ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) 最爲重要；此爲一種分佈頗廣之鐵礦（瑞典之 Lappland 及東俄羅斯等地）。磁鐵礦之磁性自古已知，指南針即爲此物（所謂天然磁鐵）所製。

鐵磁性之物體在磁場中時，其形體之大小輒因之稍變。例如將一鐵棒置於一縱磁場之中，令磁場強度遞增，約至 100 [高斯]，則鐵棒之長度隨之伸長。場強更增，鐵棒長度之變遷逐漸減小；約達 200 [高斯] 後，長度不變。場之強度過此若再增加，則鐵棒之長度反將因之縮短（所謂 Joule 氏效應）。此項複雜現象之全部稱爲 磁伸縮，與電伸縮類似。

**343. 磁滯 飽和。** 吾人今當詳論鐵磁性物質最重要之特性；鐵既爲其主要之代表，茲即以鐵研究之。試取一原無磁性之鐵棒，置於一螺線管中，最初以一弱磁場  $H$  磁化之。欲以圖示法表明此項經過之情形，可作一曲線（第 289 圖  $a$ ），示明靜磁感應強度  $B$  爲外磁場  $H$  之函數。前已述及鐵之導磁係數  $\mu$  可達頗大之值，即  $B$  可遠較  $H$  爲大，故作圖時  $B$  之比例尺須較  $H$  之比例尺約縮短 1/1000 倍。



以尚未磁化之鐵在磁場  $H = 0$  中時之情形爲出發點，逐漸增強此磁場，則靜磁感應強度  $B$  之值亦隨之增加，初頗遲緩，其後漸速。若再增強，則  $B$  之增加又緩；磁場強度  $H$  頗高時， $B$  所增加之值終將與  $H$  本身所增加者相等，換言之，此時新添磁場  $H'$  已維持常定。此項磁化之步驟可以第 289 圖 *a* 中之  $AB$  曲線示之。此部份之曲線稱爲該物質之處女線，或稱零線。（吾人須注意圖中  $B$  與  $H$  之比例尺若爲相等，則在  $B$  點處將爲一傾斜  $45^\circ$  之直線）。



第 289 圖 磁滯曲線。

*a.* ( $B, H$ ) 曲線, *b.* ( $I, H$ ) 曲線。

故磁場強度頗高時，鐵棒終將達一磁性飽和之狀態，此時其全體原子磁偶成已轉至磁場  $H$  之方向，至此新添磁場  $H'$  自不能再行增強矣。

鐵之導磁係數仍以  $\mu = B/H$  之比爲其定義，其值沿  $AB$  曲線非爲常定，而爲外磁場強度  $H$  之函數。就此方面觀之，種類不同之鐵情形亦不相同，有如第 28 表所示。但全體皆有一公共之點，即導磁係數之值初時較小（所謂初導磁係數），其後漸增，而終仍下降。磁場強度極高時，其值必漸近於 1，

蓋此時新添磁場  $H'$  之強度較之  $H$  為極小, 幾可視為消滅, 故  $B/H=1$ .

第28表 鐵之導磁係數

| 電機磁場鋼 |       | 煨火生鐵 |       |
|-------|-------|------|-------|
| H     | $\mu$ | H    | $\mu$ |
| 0,25  | 960   | 0,25 | 360   |
| 1,0   | 2300  | 0,5  | 590   |
| 1,5   | 4030  | 0,75 | 515   |
| 2,5   | 3720  | 1,0  | 340   |
| 5     | 2430  | 1,5  | 172   |
| 10    | 1410  | 2,5  | 99,5  |
| 20    | 775   | 5    | 73,6  |
| 100   | 189   | 10   | 59,6  |
| 500   | 42,8  | 100  | 16,2  |
| 1000  | 22,4  | 1000 | 4,1   |
| 2000  | 11,7  | 2000 | 3,6   |
| 3000  | 8,2   |      |       |
| 4000  | 6,3   |      |       |

第289圖b仍示上述之磁化步驟, 惟不用  $B$  而用鐵之磁化強度  $I$ , 作為  $H$  之函數. 在此例中, 鐵之磁性既達完全飽和後, 外磁場之強度雖增, 磁化強度將不再增加, 故  $AB$  曲線此時將成水平. 蓋按諸 §340,  $I$  與新添磁場之強度  $H'$  恆成正比也.

344. 頑磁性. 矯頑力. 試繼續自鐵之磁性飽和狀態出發, 以所謂磁化循環之手續更行處理之. 逐漸減弱磁場  $H$  之強度. 此時磁化強度不復沿  $BA$  曲線而返,  $B$  之值到處成較高於零線. 即當磁場強度減至  $H=0$  時, 靜磁感應

強度仍不消滅，而尚爲一有限值  $B_0$  (第 289 圖  $a$ )；惟其值之大小，則視鐵之種類而異。此時自必亦有一磁化強度  $I_0$  餘剩未消 (第 289 圖  $b$ )。由此可知磁化磁場消滅後，鐵仍不失爲一磁偶。所用之鐵條蓋已成一永久磁體矣。此項特殊之鐵磁性現象稱爲頑磁性或稱剩磁。

茲將磁場強度  $H$  反向而逐漸增加。前在  $H = 0$  時餘剩之靜磁感應強度以及磁化強度至此逐漸減弱，待磁場強度反向增至  $H_0$  時，方始完全消滅。此時經一有限強度之外磁場之作用而鐵始失其磁化強度，重行回復其外磁場爲 0，磁化手續尙未開始以前之狀態。此項磁場強度  $H_0$  稱爲鐵之矯頑力。此值亦視鐵之種類而異。

如磁化步驟繼續向此方進行，則  $B$  與  $I$  皆易其符號，其絕對值復行增加，終至復達飽和而止。惟此時之符號與前者相反 (第 289 圖  $a$  與  $b$  二曲線上之  $c$  點)。

於是再逐漸減小磁場之強度。此時之迴路仍不依照已往之曲線，而沿圖中所示下方之  $CB$  曲線，此適爲上方之  $BC$  曲線之鏡影；迨達於飽和狀態時，二曲線仍復相合。經一此種之手續後，決不能復使物質返至其所自出發之  $A$  點。

此項現象全部均爲 Warburg 氏於 1880 年所發見，吾人稱之爲磁滯現象，而第 289 圖所示之曲線則稱爲磁滯迴線。其形狀自亦視鐵之種類而異。

製造永久磁鐵時，須選擇一種之鐵，具有高值之頑磁性



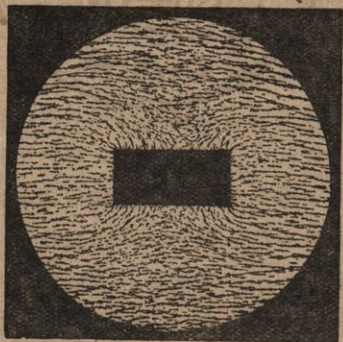
而同時其矯頑力亦須爲頗大者(鋼)。蓋前者可使外磁場  $H = 0$  時,磁矩之值仍爲頗大,而後者可使其磁化強度鮮受外界磁場之影響也。一磁體之頑磁值與其矯頑力之相乘積稱爲該磁體之品質指數。有時吾人欲用一種之鐵,其磁化強度須消滅極易,則須選擇其頑磁性最弱者(軟鐵)。此在電學器械及測量儀器中之鐵心常用之。

鐵之磁化作用爲一不可逆過程 (§ 196);此不難自其磁滯之現象知之。事實上此亦合於熱力學之意義,蓋此時工作亦變爲熱能而消失。按 Warburg 氏之理論,每一磁化循環中所產生之熱量可逕以磁滯迴線所包圍之面積量之。

**345. 消磁。** 上節中所述靜磁感應強度  $B$  爲外磁場  $H$  與原子磁偶整列後之新添磁場  $H'$  二者之和,此語尙當加以補充。在一業經磁化之物體之內,此種極偶或各以異極之端相向,故平均言之,其作用適相抵消。但在此塊磁化物體之二端,則剩有尙未抵消之磁極,遍佈於其二端之表面,即磁化強度  $I$  是。在此磁化物體二端之磁性極面之間,恆有磁力線佈列,非僅在磁化物體以外,即體內亦有之;其在體內者與  $H$  相反,足以減小外磁場使之磁化之作用。此項消磁作用之強弱視磁化物體之形狀而異;各物體各有一所謂消磁因數,在某種簡單情形中(尤如旋轉橢圓球),其值可由計算而得。即在永久磁體之中,亦不免有此種消磁之作用。但吾人若於一環狀物體之外繞以線圈,線圈中通以電流,使環

磁化,則僅在此特例中,方無消磁之作用,蓋此時無磁性極面之自由端存在也。二端間之消磁作用僅在鐵磁性物質中方見顯著。在其他物質中,磁化強度本已微弱,其二端間之消磁磁場與外磁相較,實際上可視之爲零。直條之棒,截面若爲常定,則棒愈長者,其消磁作用愈微。蓋外磁場強度相同時,棒之二端由靜磁感應而生之應磁極強度亦恆相同;二端相離愈遠者,其間之消磁磁場愈弱也。僅 $\mu$ 之值頗大者,消磁作用在實際上方屬重要,故僅於鐵磁性物質中見之。

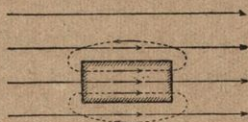
346. 磁化物體周圍之磁場。試將一可以磁化之物體,例如鐵塊,置於一原爲均勻之磁場中,則因有磁力線自鐵塊之應磁極發出,故其周圍之磁場將因之變形,成第 290 圖所



第 290 圖 磁場中之鐵塊。

(採自 Pohl, Elektrizitätslehre)

示以鐵屑顯出之狀。吾人輒謂磁場之力線被吸入磁化物體之中，而物體側面附近之力線密度則因之減少，磁場亦因之減弱。第 291 圖可用以說明此項現象。物體磁化後，即生一新添之磁場，其在體內者與外磁場同向。於是體內之磁場因之增強，而體外之磁場則因之變形。（參閱 § 227, 第 195 圖。惟該圖中導體內無電場，蓋外磁場適為極化電荷之力線所抵消也。但在第 291 圖中，則外磁場與磁化強度之場相加而成靜磁感應強度  $B$ ）。



第 291 圖 關於第 290 圖之說明。  
（採自 Pohl, Elektrizitätslehre）

347. 磁力線之折射。磁力線自一媒質以任何之入射角進第二媒質時，在二媒質之界面上恆遵守下述之邊界條件：靜磁感應強度  $B = \mu H$  垂直於界面之一分量常定不變，而磁場強度  $H$  平行於界面之一分量亦常定不變。故得（第 292 圖）

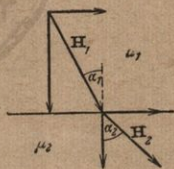
$$\mu_1 H_1 \cos \alpha_1 = \mu_2 H_2 \cos \alpha_2 \quad \text{及} \quad H_1 \sin \alpha_1 = H_2 \sin \alpha_2.$$

由此又得

$$\operatorname{tg} \alpha_1 : \operatorname{tg} \alpha_2 = \mu_1 : \mu_2. \quad (7)$$

故力線之方向因之改變（力線之折射）；第二媒質之導磁係數較大時，力線離界面之法線而折射。

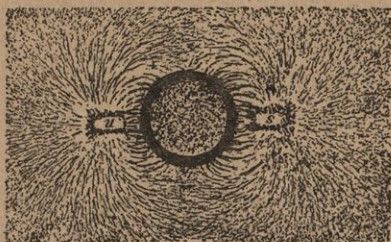
第 293 圖及其相應之簡圖第 294 圖，示明均勻磁場中



第 292 圖 磁力線折射之說明。



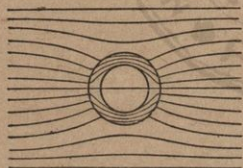
遇有一鐵環存在時之情形，作為力線折射作用之一例。自



第293圖 軟鐵之屏蔽作用。

一方進入環內之力線咸行於環之內部，直至到達其他半環之各對稱點後方離環而出。環所圍拱之空間內恆無磁場。

此處所述平面之例，在空間內亦屬合理。將軟鐵所製之空球置於一磁場之中，其球殼內部亦恆無磁場。吾人可利用此事以保護儀器使不受地磁等外磁場之

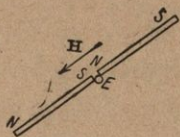


第294圖 鐵環內磁力線之折射。擾亂作用(鐵之屏蔽作用)。

以上所述者對於順磁性物質及反磁性物質亦皆合理，惟因其 $\mu$ 之值幾近於1，故其折射頗微。

**348. 地磁場中之磁化作用。** 地磁場亦能使鐵磁化，與其他之磁場同。故地球上任何鐵塊恆略帶磁性。此項作用，不難以第295圖所示之儀器證明之。試取方形截面之

軟鐵棒二，長各約 1 [米]，置於一架上，務使能將其轉至與地磁場  $H$  即磁傾角之方向相合。（棒身須長，庶其相向二端間之磁場不致因消磁作用而大見減弱，參閱 § 345）。其相向二端間之距離約為  $1/2$  [厘米]。另用一段軟鐵之圓柱體  $E$ ，其直徑稍較兩棒間之距離為大，置於其間；當棒之方向幾與地磁場之方向相合時，圓柱體即被吸引而留於兩棒之間，不致下落。蓋此時棒在地磁場中，其各端均成磁極，而能吸引鐵塊也。轉棒至其他位置，鐵塊即行下落。



第 295 圖 地磁場內之磁化作用。

吾人尚可注意鋼製之物件，尤如工場中所用之器械，如銼，錘等物，在空間內某一定之方向——約如南北向或鉛直向——繼續來回使用，因之頻受震撼，則亦恆為之磁化，與上述之情形相同。在北半球之上，以錘擊物，久而久之，錘之下端每成北極。使用銼刀時，其頻向北方之一端輒亦變為北極。雨傘鋼骨之下端亦成北極。將一剩磁不為太小之鐵棒沿地磁場之方向——向北之一端向下稍傾——緊握之，用錘力擊其一端數次，棒即磁化，其下端成北極。將棒倒置，極亦對換。在一切此種情形中，物體所受之震撼足以促進其磁化，蓋若此可使物體內部之結構暫時鬆弛也。

349. 磁力線恆自行閉合。前已述及電流所產生之磁場中，力線咸為閉合之曲線，圍繞電流流過之導體。但對於

磁極所產生之磁場，以上吾人僅謂力線成始於磁偶之陽極而終於其陰極。吾人今已知磁體之磁化強度係由於其分子極偶之順向排列而來，而分子本身之所以有極偶之特性者，復係由於分子內之圓周電流，故知磁體之力線亦均為閉合曲線。力線自磁體之南極進入體內後，即自南極向北極進行，經過該極後，仍復離體而出（參閱第 288 及 291 二圖所示之略圖）。磁力線恆自成閉合之曲線。故無渦之磁場，未之見也。

由此可見電場與磁場二者之間有一基本相異之點。電力線雖亦可為閉合之曲線 (§ 325)，但在純粹之靜電場中，則恆有一起點與一終點，且恆起自陽電荷而終於陰電荷。此所以為可能者，以確有真正之電量存在故也。磁場之力線則否，蓋因世無真正獨立之磁極，而吾人所遇者無一非磁偶而已。

故電偶全部之力線均自陽電荷趨向陰電荷，與磁偶有別。電體之力線圖形 (§ 234)，在體外者與磁體之圖形完全相同，但在電體以內之力線則適與磁體以內者相反。

**350. 磁通 磁阻** 設  $dF$  為一業經磁化之物體內部之任一面積元， $\mathbf{B}$  為  $dF$  處磁場  $\mathbf{H}$  所引起之靜磁感應強度， $(dF, \mathbf{B})$  為  $dF$  與  $\mathbf{B}$  所成之交角。於是

$$d\Phi = \mathbf{B} \sin (dF, \mathbf{B}) dF [\text{高斯}] \cdot [\text{厘米}]^2 \quad (8a)$$

一量稱為穿過面積元  $dF$  之磁通。穿過一有限面積  $F$  之磁



通,可將(8a)式積分而得,積分須遍及其全面積,

$$\Phi = \int \mathbf{B} \sin(dF, \mathbf{B}) dF [\text{高斯}] \cdot [\text{厘米}]^2. \quad (8b)$$

在真空中時,  $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ ; 前在 § 318 中所述之步驟均係假設在真空中舉行者,故該處之磁通均為  $\Phi = \int \mathbf{H} \sin(dF, \mathbf{H}) dF$ .

設有條形之物體,截面為  $q$ ,業已沿其長軸之方向均勻磁化,其中之磁通為  $\Phi = \mathbf{B}q = \mu \mathbf{H}q$ . 若  $l$  為物體之長度,則物體兩端間磁化磁場  $\mathbf{H}$  之磁壓為  $M = \mathbf{H}l$  (§ 316). 此式亦可寫成

$$\Phi = \mu \frac{q}{l} M. \quad (9)$$

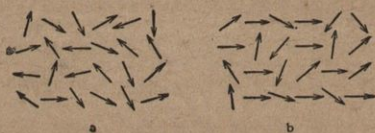
此式與 Ohm 氏定律 (§ 246) 之形式完全相似;磁通相當於電流,磁壓相當於電壓,而  $\mu \frac{q}{l}$  一值相當於電阻之倒數,此值亦由物質因數  $\mu$  及形式因數  $q/l$  二者所合成. 故吾人名

$$\frac{l}{\mu q} = R_m \quad (10)$$

為物體之磁阻. 但吾人須注意此純為一種形式上之相似. 蓋電流在事實上確有電荷反抗一種摩擦性之阻力而運動,而所謂磁通者,絕非磁荷之通流,世間固並無磁荷存在也. 故磁阻之意義僅可就形式上說明之. 但此項觀念之採用在工業上殊屬重要. 在簡單情形中,如一組鐵磁性之物體互相銜接(串聯)時,其總磁阻之值等於各單體磁阻之和,與關於電阻之定理又完全相似.

351. 鐵磁性之學說. 順磁性及反磁性之情形,皆能以物體中原子極偶之特性為基礎而說明之 (§ 338),但如用以

說明鐵磁性物質之磁性特性，則尚嫌不足。誠欲將吾人今日所已知之現象作透澈之解釋，則非用較新之量子論不為功。故此處祇能略及其輪廓。鐵磁性物質中亦含有磁偶，遇外磁場作用時，咸有順從磁場方向而排列之趨勢，與順磁性物質同。鐵磁性物質與其他一切物質相異者，乃為此種之極偶雖在未經磁化之物體中，其排列已非完全漫無秩序，有如其他之物質，但在小區域中，每因彼此間作用之力而已成同向有秩序之排列（所謂基元區域，Weiss 氏理論），惟此種區域之大小則可大有不同，且關於此方面者至今尚未能確切明瞭。在一外觀的或整個的未經磁化之鐵塊中，通常此種基元區域為數頗多，同一區域內之磁偶悉依同一方向而整列。故此種之基元區域又各自成為磁偶。在鐵塊尚未磁化以前，各基元區域之排列漫無秩序，其磁軸之方向全無定則，如第 296 圖 a 所示其十分粗略之情形。



第 296 圖 磁體元之略圖。a 鐵磁性。

a. 在未磁化之鐵磁性物質中者。

b. 在磁化一部份之鐵磁性物質中者。

若將此鐵塊置於一磁場之中，則一部份基元區域內之各單個極偶可因之逐漸轉變其方向。另一部份之基元區

域受磁場之作用後，各整個區域之磁軸可突然轉至磁場之方向，換言之，此種區域內所有之磁偶可悉數同時轉至與磁場之方向相合。各基元區域此種急變之發生，並非可由同強之磁場所能引起，但須視其磁矩在場中原來所指之方向，與夫機械張力之分配，以及其他原因而定。故鐵塊所在之磁場中，場之強度若逐漸增加，則一方面各磁偶之磁軸逐漸轉至與場同向，另一方面又有整個基元區域突然轉向(第296圖b)，而此種突然轉向之區域個數且隨場之強度以俱增。以此二種原因，鐵塊之磁化強度遂亦逐漸增加。迨磁場已增至足夠高強時，一切基元區域可悉數轉向而無遺，於是飽和現象出現，磁化強度即不能再增矣。

基元區域一經轉向而據一新位置後，又恆有逗留該處之傾向；剩磁之現象，即可以此說明之。外磁場逐漸減低至某值時，前在磁化步驟進行至此適足以使某數之基元區域突然轉向者，今磁場雖復回至原來之強度，而此部份之基元區域之軸向仍不能即返故位；須待磁場更行減弱後，方悻悻以歸來。於是外磁場完全消滅後，尚有多寡基元區域仍復留戀於其新居；此即鐵塊之剩磁所由來也。欲使剩磁消滅，須加一與磁化時之原磁場方向相反之磁場，其強度(消磁力)視基元區域離其新據之位置而轉向時所遇阻力之大小而異。磁滯迴線 (§ 343, 第289圖) 所以有其特具之形狀，至此可以明矣。



352. Barkhausen 氏效應. Einstein 與 de Haas 二氏之實驗. 基元區域極偶軸之自然的轉向,可以 Barkhausen 氏發見之效應示明之. 一線圈套於一鐵線之周圍. 以一磁極持近此鐵線而將其磁化之,則每有基元區域方向突變,線中靜磁感應強度  $B$  之值即因之增加,而線圈內因生瞬時的應電流. 此可用放大裝置 (§ 394) 將其強烈放大,而以聽筒接入電路中以聽之;若磁化之進行頗緩,則應電流每衝一次,輒聞一爆聲. 變向頗速時,可聞一破碎之噪聲.

Einstein 及 de Haas 二氏曾作下述美觀之實驗,以示明磁化時分子圓周電流之存在及其自行沿場向而排列之情形. 鉛直懸一鐵棒於一線圈中. 通電流於線圈中以使鐵棒磁化,則棒即感受一角動量,以場向為軸. 今試說明其理由如下. 在未磁化之鐵塊中,分子圓周電流之排列漫無秩序,其極偶軸之方向無一特見優越者. 各圓周電流因其電子之旋繞而各具有力學性之角動量. 但因其排列全無定則,故鐵塊中一切角動量之向量和為零. 遇有磁化磁場侵入時,極偶軸一任其安排,因之有一方向特見優越,分子角動量之向量和遂不復為零,而得一有限值. 但角動量應遵守不滅定律. 對於鐵塊之全體言,既未有角動量加入,則其中所有一切角動量之總和仍應為零,與未磁化前仍應相同. 故整個之鐵棒因之感受一角動量,其方向與分子圓周電流特優之角動量之方向相反.

按 § 310, (20) 式, 一基元圓周電流之磁矩爲  $M = \frac{1}{2} \epsilon r^2 \omega$ . 按 § 46, (32) 式, 質量  $m$  之電子沿一半徑  $r$  之圓周以角速度  $\omega$  而運動時之角動量應爲  $F = mr^2 \omega$ . 故對於各轉動之電子而言, 其磁矩與角動量之比  $M/F = \epsilon/2m$ , 即等於電子荷質比 (§ 307) 之半. 就一切爲磁化磁場安排之圓周電流總和而言, 此比仍爲合理, 故對於整個鐵棒之磁矩與角動量言, 亦爲合理.  $M/F$  之比首由 Einstein 與 de Haas 二氏所實測, 其後更經他人之測量, 益見精密. 但所得之值皆爲  $\epsilon/2m$  之比之二倍. 故由此實驗雖已單義的證明分子圓周電流之存在, 但同時又有一與理論矛盾之點發生; 此可以後述電子自轉之作用說明之 (§ 512).

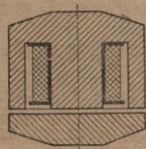
353. Curie 氏點. 吾人前於凝結及凝固之現象中, 嘗述分子之熱運動對於其排列秩序之增進輒有反抗之傾向. 物質磁化時, 亦遇一相同之情形, 即分子極偶欲列成一致之方向. 故吾人不難預料分子之熱運動亦必有擾亂此種有秩序排列之趨勢. 事實上鐵磁性物質之特性, 即其中基元區域欲轉成相同之方向, 於溫度上昇時已漸見減弱, 迨達一某溫度, 即所謂 Curie 氏點 或稱 磁性轉換點 者後, 鐵磁性物質之磁化可能性即突見下落, 遠不及在溫度較低之時. 溫度在 Curie 氏點 ( $769^\circ\text{C}.$ ) 以下之鐵稱爲  $\alpha$  鐵. 在該點以上者稱爲  $\beta$  鐵.  $\alpha$  鐵與  $\beta$  鐵之結晶組織彼此尙屬相同. 但  $\beta$  鐵已成順磁性物質. 溫度上昇至  $900^\circ\text{C}.$  時, 又變爲所謂

$\gamma$  鐵者，其磁化係數又突見下降。 $\gamma$  鐵仍為順磁性，但其結晶組織則與  $\alpha$  與  $\beta$  二種有異。鎳之 Curie 氏點為  $356^\circ$ ，鈷為  $1075^\circ$ ；有所謂 Heusler 氏合金者，其值僅在  $60^\circ$  至  $380^\circ$  之間。

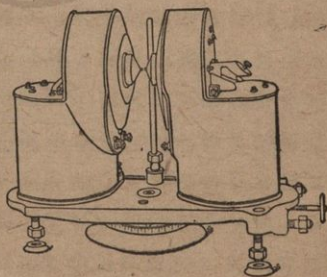
由此可知鐵磁性初非為鐵磁性物質原子本身之特性，而與其若何結合之情形有關。

354. 螺線管中之鐵心。電磁體。前在 § 303 中嘗謂有電流流過之螺線管等於一磁棒。磁力線自其一端出而復自其他端入，其二端恰似一磁體之二極。此種螺線管中遇有尋常強度之電流流過時，其外部空間內之磁性作用輒不甚強烈。但若於管中置以鐵磁性之物質，則其作用可非常加強，而尤以管中置有鐵條時為最甚。管之內部原僅有磁場強度  $H$  者，今已易以數值大增之靜磁感強度  $B$ ，故自螺線管二端出入之力線之條數因之亦大見增多。管中鐵條二端所現之磁化強度  $I$  使鐵條成一十分強烈之磁體，即所謂電磁體是。

此項事實在工業上殊屬重要，吾人直可



第 297 圖 環狀磁體。



第 298 圖 大型電磁體。



稱之爲一切電力工程中之基礎。

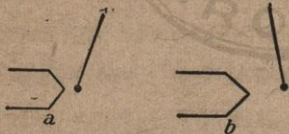
第 297 圖示一所謂罐狀磁體，其激發磁性之線圈完全爲鐵所包圍，以其特強之作用著稱，蓋將銜鐵置上後，一切磁力線均行於鐵中，實際上體外毫無力線故也。第 298 圖示一實驗室用之大型電磁體。此種之電磁體中可用水冷裝置而通以極強之電流，其兩極間之磁場異常強烈，尤如兩極之形狀作圓錐體者，至少在一小範圍內可達數萬 [高斯] 以上。

355. 磁場對於順磁性，反磁性及鐵磁性三種物體之力的作用。任何物體，不論其爲順磁性，反磁性或鐵磁性，在磁場中皆變成磁偶，故恆受力之作用；或使之轉動，或使之直線加速，一視磁場究爲均勻抑非均勻而定 (§ 300)。

前述一介電體在一電場中時所受作用力之強弱與方向，隨介電體周圍媒質之介電係數較大抑或較小於介電體本身之介電係數而異；鐵磁性物體與順磁性物體亦然，惟此處電場當易以磁場，介電係數  $\epsilon$  當易以導磁係數  $\mu$  而已。關於介電體所述之種種既均可移用於此，吾人因得下述之結論。在均勻磁場中，條形之鐵磁性或順磁性物體，其導磁係數較大於其周圍之媒質者，恆自行佔據一位置，其長軸與磁場之方向相合（惟不規則之晶體輒示一複雜之舉動，此處略去不述）。在一非均勻磁場中，若遇同一之情形，則物體被吸引向磁場強度遞增之一方。物體之導磁係數較小於其

周圍之媒質者，在均勻磁場中其長軸恆垂直於場向，而在非均勻磁場中，恆被吸引向磁場強度遞減之一方。由此可明瞭未經磁化之鐵所以恆為磁體(非均勻磁場)所吸引之理矣。

反磁性物體在非均勻磁場中之情形與順磁性物體相似。其周圍媒質之導磁係數較大於其本身之值時，物體被引向磁場強度遞減之一方，反之則向遞增之一方。由此可知在真空中時(物質之磁化係數不為太小者，在空氣中時亦然)，二者之情形迥異。順磁性物質之導磁係數較真空之係數為大，而反磁性物質則較真空為小。故在真空中之非均勻磁場內，順磁性物體被引向磁場強度遞增之一方，而反磁性物體則被引向磁場強度遞減之一方。欲考察任一物質究為順磁性抑為反磁性，以用強烈磁體之尖端磁極附近十分不均勻之磁場為最宜。



第 299 圖 非均勻磁場內之物體。

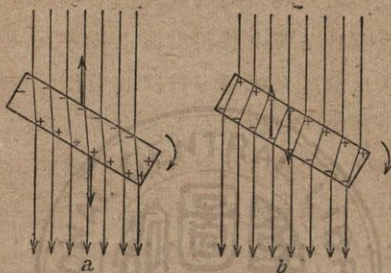
a. 順磁性物體。 b. 反磁性物體。

體之極所推斥(第 299 圖)。

順磁性物體之磁化係數較大於其周圍空氣之值，故恆為磁體之極所吸引，恰與鐵塊相同，惟其力則遠較鐵塊為弱。反磁性物體恆為磁

但在均勻磁場之中，順磁性與反磁性物體之舉動相同(此處仍除去不規則之晶體)。初視之，此似出乎意料之外，但可以第 300 圖說明之。其所以相同之原因蓋係由於力

線之折射。在順磁性物質中，力線離法線而折射，有如鐵塊；在反磁性物質中，則向法線而折射 (§ 347, (7) 式) 物體受靜磁感應後，凡為磁力線出入之面上皆各蔽有一層之磁性，



第 300 圖 均勻磁場內之物體。

a. 順磁性物體。 b. 反磁性物體。

但順磁性與反磁性二種物體之南北二面適為相反。在第 300 圖中，順磁性物體北極磁層之磁性中心已因之向右移動，南極磁層之磁性中心已因之向左移動。反磁性物體之情形亦然。二者磁化係數  $\kappa$  之值既正負相反，其相應面之磁層南北亦自相反。在順磁性物體中，與磁場方向相迎之一面為南極磁層，其他面為北極磁層。在反磁性物體中，二面適與上述者相反。若設想外磁場作用力之着力點在此相反二磁層之磁性中心，則自第 300 圖，可見在此二種情形中，作用力組成同向之力矩，咸欲使物體轉至相同之位置，務令其長軸與場之方向相合。



非均勻磁場中之力的作用，非僅可賴以辨認物質之磁性，且可用以測定物質之導磁係數。對於液體，則常用一所謂上昇法。注液體於一U形之玻璃管中，而置其一臂於磁體兩極之間。其他臂須在磁體之磁場以外。若液體為順磁性或鐵磁性，則在管中將被引而上昇；若為反磁性，則被斥而下降。自其作用之強弱可計算其磁化係數之大小。

順磁性與反磁性物質在磁場中所受之力，雖遠較鐵所受之力為小，但在工業上已可藉以分析磁性不同之物質。此為今日冶礦工程中重要方法之一。

356. 物質性媒質中關於磁極之 Coulomb 氏定律。前在 § 298 中以(2)式表出關於磁極之 Coulomb 氏定律，係指二磁極均在真空 ( $\mu=1$ ) 中或與之相去無幾之空氣中時而言；僅在此種情形中，該式方為精確合理。但若  $\mu>1$  或  $<1$ ，則以前關於電荷在一物質性媒質中之 Coulomb 氏定律 (§ 236) 所述之思索，在此處亦可應用。自磁極發出一磁場，其周圍之媒質受其作用後即生磁性極化，在靠近磁極之表面上因成一磁層（磁化強度為  $I$ ），其對於第二磁極之作用應與第一磁極對之之作用相加。若遇媒質為順磁性或鐵磁性之物質，則此磁層之符號與磁極本身相反；若遇反磁性物質，則為相同。故二磁極在順磁性或鐵磁性媒質中時，其間相引之力將較其在真空中時為小，而在反磁性媒質中時則將較大。由關於電荷之 Coulomb 氏定律相似之思索，即可導出

關於磁極之普遍的 Coulomb 氏定律如下:

$$k = \frac{1}{\mu} \frac{m_1 m_2}{r^2} \text{ [達因]}. \quad (11)$$

故在順磁性與鐵磁性媒質中,兩極間作用之力將較在真空中時爲小,而在反磁性媒質中者,則較真空中爲大。

357. 物質性媒質中之感應定律. 吾人已見一磁化物質中之真正磁場強度非爲磁化磁場  $\mathbf{H}$  而爲靜磁感應強度  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ ; 又在 § 339 中曾述二導體間電磁感應之作用非繫乎  $\mathbf{H}$  之變化,而與  $\mathbf{B}$  之變化有關. 此蓋因在 § 337 中所遇之新添磁場  $\mathbf{H}'$  之作用須與磁化磁場  $\mathbf{H}$  之作用相加. (26 a) 式 (§ 318) 所表之 Faraday 氏電磁感應定律,僅在真空中時爲合理. 該處  $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ ; 而在一切物質性媒質中,  $\mathbf{H}$  皆須以  $\mathbf{B}$  代之. 於是 Faraday 氏感應定律之普遍式爲

$$E = \frac{d}{dt} \int \mathbf{B} \sin (dF, \mathbf{B}) \quad dF \text{ [電磁單位]}. \quad (12 a)$$

惟 (26 b) 式 (§ 318) 則仍舊,

$$E = \frac{d\Phi}{dt} \text{ [電磁單位]}, \quad (12 b)$$

蓋基於磁通  $\Phi$  之普遍定義 (§ 350, (8 b) 式), 此固與 (12 a) 式相同也。

有媒質存在時,若其導磁係數爲  $\mu$ , 則導體中所產生應電動勢之值將較在真空中時增加  $\mu$  倍; 故若將導體自真空移入一導磁係數  $\mu$  之媒質內,其互感係數 (§ 332) 與自感係數 (§ 333) 皆將因之增加  $\mu$  倍. 於是 § 333, (40) 式僅在真空

中——在空氣中亦相去無幾——方為合理者，今對於一長螺線管或一錐環狀螺線管普遍的應為

$$L = \frac{FN^2}{l} 4\pi\mu = Fn^2 l \cdot 4\pi\mu. \quad (13)$$

(此處已略去在一直螺線管中之消磁作用 [§ 345]).

一切順磁性與反磁性物質之  $\mu$  均與 1 相去絕微，故實際上自感應作用均可略去不計。但若有鐵磁性物質存在，則感應作用即顯著增加，而以鐵為尤甚。

自有導磁係數  $\mu$  加入後，前在 § 318 中所討論電磁感應作用之三種可能原因外，今又添一第四種可能之原因，即  $\mu$  之變化是。一螺線管之外繞有一接連衝擊電流計之線圈，與 § 336 (第 287 圖) 中所遇者同。螺線管中通以常定之電流，則管中之磁場  $\mathbf{H}$  亦為常定。此時若將一鐵心插入，則衝擊電流計即示一強烈之示度，因知有電磁感應作用發生；鐵心繼續向管內插入，感應作用亦繼續不息，直至鐵心靜止後，應電流方始消滅。鐵心插入時，其強烈之新添磁場  $\mathbf{H}'$  與線圈磁場  $\mathbf{H}$  相加，換言之，原來之磁場強度  $\mathbf{H}$  今以鐵條中之靜磁感應強度  $\mathbf{B}$  代之，於是通過第二線圈之磁通因之非常增加；此即是項感應作用之原理也。

**358. 磁場及電磁場之能量。** 前在 § 329 中曾述及磁場為磁性能量儲藏之所。欲計算此項能量之值，吾人可從錐環狀螺線管內之磁場入手。命  $E$  為電流源之電動勢， $E_i = -L di/dt$  為由於自感應 (§ 333) 而生之應電動勢，則在此導



線中  $dt$  時間內電流所作之工爲

$$dA = (E + E_i)idt = (E - L \frac{di}{dt}) idt = E idt - L idi$$

(§ 260). 在一實際上毫無自感應之導體中,即導體之僅有絕微之磁場者(例如一直線導線),電流所作之工爲  $dA = E idt$ , 故較有自感應者大  $L idi$  之值. 但電流強度爲  $i$  時,取給於電流源之能量恆爲  $E idt$ . 其相差值  $L idi$  在此處並不出現爲導體中之 Joule 氏熱,而作爲建設磁場之用. 故在  $dt$  時間內磁場能量增加之值爲

$$dA_m = L idi \text{ [爾格]}. \quad (14)$$

將上式積分之,即得自線圈中電流初通 ( $i=0$ ) 以迄實際上電流達一定值  $i = E/R$  (§ 333) 之時間內所增加之能量,

$$A_m = \frac{1}{2} L i^2 \text{ [爾格]}. \quad (15)$$

以 § 357, (13) 式自感應係數  $L$  之式代入,且注意線圈中之靜磁感應強度爲  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = 4\pi ni \mu$ , 因得

$$A_m = \frac{1}{8\pi\mu} \mathbf{B}^2 Fl = \frac{\mu}{8\pi} \mathbf{H}^2 Fl \text{ [爾格]}. \quad (16)$$

此項磁場僅限於螺線管之內部,其體積爲  $Fl$ . 於是單位體積內所藏之能量爲

$$\rho_m = \frac{1}{8\pi\mu} \mathbf{B}^2 = \frac{\mu}{8\pi} \mathbf{H}^2 \text{ [爾格]/[厘米]}^3. \quad (17)$$

此爲磁場之能量密度. 凡任何磁場中  $\mathbf{B}$  與  $\mathbf{H}$  成正比,即  $\mu$  爲一常數者,(17)式均爲合理. 遇鐵磁性物質時即不然,(17)

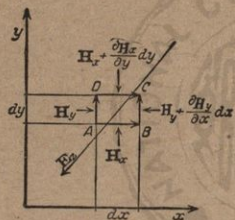
式當易以較為複雜之式。

從此,可知一電磁場中 (§ 234, (26) 式) 總能量密度之值為

$$\rho = \rho_e + \rho_m = \frac{1}{8\pi} (\epsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2) \text{ [爾格] / [厘米]}^3. \quad (18)$$

以上所述者,  $\epsilon$  與  $\mathbf{E}$  均用靜電單位,  $\mu$  與  $\mathbf{H}$  均用電磁單位。

359. Maxwell 氏方程式。第 301 圖示一在圖面—— $xy$



第 301 圖 Maxwell 氏

第一方程式之導出。

平面——內之矩形面積元,其邊為  $dx$  與  $dy$ 。設有一隨時變化之電場  $\mathbf{E}_z$  垂直於此面。此面積元中因之遂有位移電流 (§ 326) 穿過,其值為

$$i_v = \frac{\epsilon}{4\pi c^2} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial t} dx dy.$$

若  $\frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial t}$  為正,即  $i_v$  依  $z$  軸之正方向

而向前,則此位移電流周圍之磁力

線與時針之向相反;此不難自 § 302 所述之定則辨明之。命磁場強度沿  $AB$  線上之分量為  $\mathbf{H}_x$ , 沿  $AD$  線上者為  $\mathbf{H}_y$ 。因  $dx$  與  $dy$  之值均為頗小,故磁場強度沿  $BC$  線上之分量為  $\mathbf{H}_y + \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} \cdot dx$ , 而沿  $DC$  上者為  $\mathbf{H}_x + \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} \cdot dy$ 。今試沿此矩形之四邊自  $A$  點出發,按反時針向繞行一週而計其磁壓  $\mathbf{H}_s \cdot ds$  之和。此四部份中在與所取之反時針向同向之路線 ( $AB, BC$ ) 上者為正,逆向者 ( $CD, DA$ ) 為負。若此可得圍繞

位移電流  $i_v$  一週後之磁壓，而按 § 316，此應等於  $4\pi i_v$

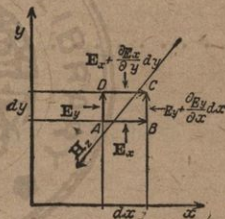
$= \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial t} dx dy$ 。於是得

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial t} dx dy &= \mathbf{H}_z dx + (\mathbf{H}_y + \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} dx) dy \\ &\quad - (\mathbf{H}_x + \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} dy) dx - \mathbf{H}_y dy = \left( \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} \right) dx dy. \end{aligned}$$

以矩形面積  $dx dy$  除之，即得 Maxwell 氏之第一方程式 (1864)

$$\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} \quad (19)$$

今試再觀察一完全相似之情形，即有一隨時變化之磁場  $\mathbf{H}_z$  垂直於圖面 (第 302 圖)。按 § 325，隨時變化之磁場  $\mathbf{H}_z$  力線周圍咸為電力線所懷抱，而按諸前述之定則，在此例中，電力線之方向與時針向相同。命電場強度沿  $AB$  上之分量為  $\mathbf{E}_x$ ，沿  $AD$



第 302 圖 Maxwell 氏  
第二方程式之導出。

上者為  $\mathbf{E}_y$ 。於是沿  $BC$  及  $DC$  上之分量，與上述者相仿，如第 302 圖所示。試計算沿矩形各邊各部份電壓之和，可按順磁針之方向繞過矩形一週，——自  $A$  出發，經  $D, C, B$  而仍返至  $A$ ——，其沿矩形各邊之電壓咸等於路程與磁場強度在各該路程方向上分量之相乘積。此時吾人仍須注意有二邊 ( $AD, DC$ ) 與順磁針向為同向，應為正，有二邊 ( $CB, BA$ ) 與之反向，應為負。沿此閉合之路程上各部份電壓之和等於由



隨時變化之磁場  $\mathbf{H}_z$  所引起圍繞此矩形之應電動勢，而按 § 357 (12 a) 式，其值在此例中等於  $\frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial t} dx dy = \mu \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial t} dx dy$ 。於是得

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial t} dx dy &= \mathbf{E}_y dy + (\mathbf{E}_x + \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial y} dy) dx \\ &\quad - (\mathbf{E}_y + \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} dx) dy - \mathbf{E}_x dx = \left( \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} \right) dx dy. \end{aligned}$$

以面積  $dx dy$  除之，即得 Maxwell 氏第二方程式，

$$\mu \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial t} = \left( \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} \right) = - \left( \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial y} \right) \quad (20)$$

在其他之坐標軸方向上亦應有與 (19), (20) 二式相應之方程式。此可將上二式循環變換而得。於是得六個方程式，以向量法表之，可納之於下列之二式

$$\epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = c^2 \text{rot } \mathbf{H}, \quad (21 a)$$

$$\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot } \mathbf{E}. \quad (21 b)$$

( $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$  爲電的位移, § 235)。其中  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{H}$  及  $\mathbf{B}$  均以電磁單位表之。若  $\mathbf{E}$  及  $\mathbf{D}$  表以靜電單位，則由 § 313 之關係式，除符號不計外， $\mathbf{E}$  與  $\mathbf{H}$ ，或  $\mathbf{D}$  與  $\mathbf{B}$  各量間應有下列之對稱方程式

$$\epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = c \text{rot } \mathbf{H}, \quad (22 a)$$

$$\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \text{rot } \mathbf{E}. \quad (22 b)$$

若尚有傳導電流穿過此所涉之面積，其電流密度爲  $j$

者，吾人不難導出(21 a)式之左邊尚應加  $4\pi c^2 j_l$  一項，而(22 a)式左邊應加  $4\pi c j_l$ 。

Maxwell氏方程式爲電動力學之基本方程式，而光學之理論亦受其支配。

360. 熱流磁性及電流磁性現象。本節中所述者爲磁場對於金屬中電流或熱流之作用所生之一羣現象。每有一熱效應必有一與之相應之電效應，一熱一電，恆成相應之偶合。

1 a. Hall 氏效應。第 303 圖所示之金屬板中設有電流  $i$  依箭頭之方向流過。A 與 B 爲同位之二點，此可以電流計接於此二點使成一電路時未見有電流流過而知之。



此時若施以一垂直於金屬板之磁場，則 A 與 B 二點間即有電壓發生，其值與磁場之強度成正比。

第 303 圖 熱流磁及電流磁效應之說明。

1 b. Nernst (Ettingshausen) 氏效應。與 1 a 之效應類似，惟爲熱的現象。今以第 303 圖中之箭頭示一熱流。未有磁場前 A 與 B 二點間無溫度差，施以一與板垂直之磁場後，即見二點之溫度不同。

2. 熱磁橫效應。a) 與 Hall 氏效應相同之裝置中，A 與 B 二點間同時亦生有溫度差 (Righi-Leduc 二氏效應)。

b) 熱的類似效應：與 1 b 之裝置相同，A 與 B 二點間同

時亦生一電壓 (Ettingshausen 氏效應)。

3. 傳導係數之改變. a) 金屬受磁場之作用後, 導電係數因之減小 (Thomson 氏效應)。

b) 金屬受磁場之作用後, 導熱係數亦因之減小 (Maggi-Righi-Leduc 三氏效應)。

4. 熱磁縱效應. a) 金屬板中有熱流流過時, 板中恆因之生一電壓, 與熱流之方向相反 (Ettingshausen-Nernst 二氏效應)。

b) 電的類似效應: 導體中有電流流過時, 其溫度隨之以遞降 (Nernst 氏效應)。

此種現象之一部份, 可以磁場對於金屬中運動電子之作用說明之。但今日尙未能得一完備之理論。

此類效應在鉍中最見顯明, 而亦惟在此一種金屬中方能將全部現象悉得觀察之。按 Lenard 氏之意見, 吾人可利用一扁平鉍螺線中電阻之變化以測量磁場之強度(效應 3 a)。

361. C. G. S. 制中磁學諸量之因次. 磁學內 Coulomb 氏定律中磁極強度  $m$  與力及長度之關係完全與靜電學內 Coulomb 氏定律中電量  $e$  與力及長度之關係同, 故 C. G. S. 制中  $m$  之因次應與靜電制中  $e$  之因次相等。同理, 磁場強度  $H$  與磁壓  $M$  相當於靜電制中之  $E$  及  $U$  二量。導磁係數  $\mu$  及磁化係數  $\kappa$  皆為純數。靜磁感應強度  $B$  為一磁場強度;



磁化強度  $I$  亦有相同之因次，吾人不難自 § 340 (4) 式而知之。因得下列之第 29 表。

第 29 表 磁學諸量之因次

|                                        |                                             |
|----------------------------------------|---------------------------------------------|
| 磁極強度 $m$ .....                         | $ m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{3}{2}}t^{-1} $ ,  |
| 磁矩 $M$ .....                           | $ m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{5}{2}}t^{-1} $ ,  |
| 磁場強度 $H$ , 靜磁感應強度 $B$ , 磁化強度 $I$ ..... | $ m^{\frac{1}{2}}l^{-\frac{1}{2}}t^{-1} $ , |
| 磁壓 $M$ .....                           | $ m^{\frac{1}{2}}l^{\frac{1}{2}}t^{-1} $ ,  |
| 導磁係數 $\mu$ , 磁化係數 $\kappa$ .....       | $ m^0 l^0 t^0 $ ,                           |

362. 實用單位制中之磁學諸量。第二十五及二十六兩章中所用磁學諸量之定義及單位皆為純粹物理學中通常所習用者。工業上所用各量之定義，則基於一種完全不同之思想。但今日之物理教科書中輒亦採取實用定義及實用單位，頗貽初學者以困難，且彌足以啓其迷惑。以此之故，茲特再將磁學諸量之實用定義及其實用單位藉以導出之思想順序作一簡明之概論。

吾人先自磁極強度之觀念入手。磁極在真空中時，若將 Coulomb 氏定律中之常數撤消 (§ 298)，即得磁極強度之單位。從此可以一單位磁極在一磁場中所受之作用力作為磁場強度之定義，此力以 [達因] 表之。場強之單位稱為一 [高斯]。其後，電流強度之電磁單位係將 Laplace 氏定律中  $1/c$  之常數撤消而定出 (§ 304)。此項單位確定後，即得一修長之條形螺線管中之磁場強度為

$$\mathbf{H} = \frac{4\pi Ni}{l} \text{ [高斯]} \quad (19)$$

(§ 304), 此在以下所述諸值內頗為重要。此式所以作若此之形式, 且其中所以有  $4\pi$  之因數者, 皆係根據以上業經確立之單位而來。最後吾人作靜磁感應強度之定義為  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ , 此為被磁化物質中真正之平均磁場, 其單位亦為 [高斯]。按此, 可知導磁係數  $\mu$  為一純粹之數, 磁化係數  $\kappa$  亦然。

磁學諸量之實用單位制直接以電學諸量之實用單位制為基礎, 即根據 [安培], [伏特] 等單位。磁場強度之定義及其單位輒以實用上最重要而最簡單之長直螺線管內之磁場為根據。按(19)式, 此種螺線管內之磁場有關於電流強度  $i$ , 線圈之匝數  $N$ , 與夫管身之長度  $l$ , 即正比於  $Ni/l$  之值。若  $i$  以 [安培] 表之, 吾人即稱  $Ni$  之相乘積為螺線管之 [安培匝], 而  $Ni/l$  一值為管身每長 1 [厘米] 中之 [安培匝]。在磁學實用單位制中, 螺線管內之磁場強度  $\mathbf{H}$  即逕以  $Ni/l$  之值量之, 於是此值之單位即為磁場強度  $\mathbf{H}$  之單位, 其中  $i$  以 [安培] 量之, 故此單位為每 [厘米] 1 [安培匝]。於是在一長而直之螺線管內磁場之強度為

$$\mathbf{H} = \frac{Ni}{l} = ni \text{ [安培匝]/[厘米]}, \quad (20)$$

式中  $n = N/l$  一值為管身每長 1 [厘米] 內線圈之匝數。以此式與(19)式相較, 在形式上僅缺少一純數之因數  $4\pi$ 。但吾人須注意(19)式電流之單位為電磁單位, 等於 10 [安培], 而

(20)式中所用者即爲[安培]。故(19)式中電流強度若不用電磁單位而亦易以[安培]，則該式之右邊須乘以1/10，庶磁場強度之單位仍爲[高斯]，而其值不變。試將同一之磁場一方面以[高斯]表之，一方面以[安培匝]/[厘米]表之，而電流強度均用[安培]，則

$$\mathbf{H} = 0,4 \pi Ni/l [\text{高斯}] = Ni/l [\text{安培匝}]/[\text{厘米}],$$

或

$$1 [\text{安培匝}]/[\text{厘米}] = 0,4 \pi [\text{高斯}] = 1,257 [\text{高斯}].$$

是則磁場強度之實用單位較大於[高斯]者約爲其26%。

靜磁感應強度  $\mathbf{B}$  之定義在實用制中以電磁感應之作用確定之。按 § 357 在一垂直於變磁場  $\mathbf{H}$  之線圈中所生之應電動勢爲

$$E = F \cdot \frac{d\mathbf{B}}{dt}, \text{ 即 } \mathbf{B} = \frac{1}{F} \int E dt [\text{伏特}] \cdot [\text{秒}]/[\text{厘米}]^2. \quad (21)$$

若電動勢  $\mathbf{E}$  以[伏特]量之，則  $\int E dt$  之積分以[伏特]·[秒]量之。根據(21)式，靜磁感強度  $\mathbf{B}$  在實用制中之單位自應與該式右邊相同，即爲[伏特]·[秒]/[厘米]<sup>2</sup>。在電磁單位制中，(21)式仍爲合理，惟左邊以[高斯]，右邊以[電壓之電磁單位]·[秒]/[厘米]<sup>2</sup>量之。蓋  $\mathbf{B}$  若以[高斯]表之，電動勢  $\mathbf{E}$  以[伏特]表之，則因  $1 [\text{伏特}] = 10^8$  電壓之電磁單位，故

$$\mathbf{B} [\text{高斯}] = 10^{-8} \mathbf{B} [\text{伏特}][\text{秒}]/[\text{厘米}]^2,$$

或

$$1 [\text{高斯}] = 10^{-8} [\text{伏特}][\text{秒}]/[\text{厘米}]^2.$$



在實用制中,  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  之關係仍舊成立. 但在此制中  $\mu$  不復爲一純數, 且其絕對值亦與在電磁制中時不同. 以實用制單位量出之值可標以指數  $p$ , 以資辨別. 於是  $\mathbf{B}_p = \mu_p \mathbf{H}_p$ . 在電磁制中  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ . 因得

$$\mu_p = \mu \cdot \frac{\mathbf{H}}{\mathbf{H}_p} \cdot \frac{\mathbf{B}_p}{\mathbf{B}} \frac{[\text{伏特}][\text{秒}]/[\text{厘米}]^2}{[\text{安培匝}]/[\text{厘米}]}$$

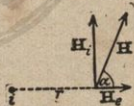
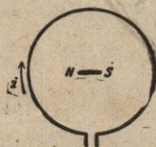
今因  $\mathbf{H}/\mathbf{H}_p = 0,4 \pi = 1,257$ , 而  $\mathbf{B}_p/\mathbf{B} = 10^{-8}$ , 故

$$\mu_p = \mu \cdot 1,257 \cdot 10^{-8} \frac{[\text{伏特}][\text{秒}]/[\text{厘米}]}{[\text{安培匝}]/[\text{厘米}]}$$

故一切物質之導磁係數在實用制中之數值較之在電磁制中者小  $1,257 \cdot 10^{-8}$  倍. 真空之導磁係數, 在電磁制中之值爲 1 者, 在實用制中爲  $1,257 \cdot 10^{-8}$ . 自實用制之觀點視之, 電磁制中之導磁係數似爲一比值, 即對於真空之比值.

## 第二十七章 電磁測量計,儀器及電機

363. 正切電流計. 正切電流計之構造爲一直立之圓形導線環或同樣之數環互相密靠而成,環之中心處通常爲一磁針,支於一尖端而能任意轉動,其所止之處可由一圓周刻度尺測出之(第304圖). 線圈中未通電流以前,先將環面置於地磁場水平分量之方向內,使此時磁針適止於此平面以內. 於是通以電流,則在環內有一磁場垂直於環面者發生,而磁針因之轉動. 按 § 304 (9) 式,環心處之磁場強度爲  $H_i = 2\pi i/r$ ; 若導線環共有  $n$  匝線圈,則磁場強度爲  $H_i = 2\pi ni/r$  [高斯] ( $i$  以電磁單位表之). 命地磁場之水平分量



第304圖 正切電流計之略圖.

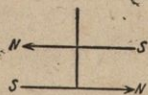
第305圖 正切電流計之說明.

爲  $H_e$ . 此互相垂直之二磁場應按平行四邊形定律而相加,命其合成磁場之強度爲  $H$  (第305圖). 磁針即轉至此合成磁場之方向而休止. 自圖中可見磁針轉過之角度應以下式表之:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{H_i}{H_e} = \frac{2\pi ni}{r H_e}.$$

若地磁場強度，環之半徑，以及導線之匝數均為已知，則從此可計算電流之強度  $i$ 。在原理上此儀器可作為電流計之用。但實際上此項儀器太不靈敏，運用太不便利，且擾亂太多，故通常不用之。但有時輒或通以已知之電流  $i$  而用以測定地磁場強度之水平分量  $H$ 。

**364. 磁轉電流計。** 磁轉電流計者係一藉磁針之轉動以測電流強度之儀器。（最初係由 Schweigger 及 Poggendorff 二氏於 1820 所製造，即所謂倍加器。）最簡單之磁轉電流計即為正切電流計。欲求較優於此者，須注意下列之二條件：  
 1. 須設法增進其靈敏度；此可增加線圈之匝數以圖之。  
 2. 須設法避免由於地磁場之變化所引起之擾亂。故吾人不用正切電流計中之地磁場作為使磁針復位之力，而將磁針懸於一絲線——例如蠶繭或石英製成之絲線——之下，以其扭轉彈性力作為磁針復位之力。地磁場之作用，可用二種不同之方法以消除之。其一為採用所謂無定向磁針偶，此處之轉動組並非為一單獨之磁針，而為一對在可能範圍內完全相同之磁針，彼此反向而固結（第 306 圖）。地磁場（假設其為均勻的，即二磁針所在處之磁場皆為同強且同向者）對於此一對之磁針偶毫無力矩之作用，蓋二磁針所受之力矩恆為等強而反向故也。將下端之磁針懸於二平行之扁平線圈間，針之靜止位置垂直於

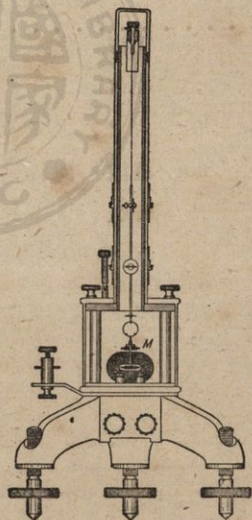


第 306 圖 無定向磁針偶。



線圈之軸，上端之磁針則任其露於線圈之上。線圈中通以電流後，下磁針即欲轉至與線圈軸同向。（有多種儀器，亦有將二磁針懸於構造相同之二線圈中者，各線圈中有方向相反之電流流過。）線圈之外亦有非常微弱之磁場，惟方向與圈內之磁場相反，故上磁針亦為一非常微弱之力矩所作用，使其與下磁針同向而轉動。一小鏡固結於磁針組之懸線上，藉以測其轉過之角度。電流強度愈大者，其自靜止位轉過之角度亦愈大。電流使之轉動之力與懸線扭轉後使之復位之力相等時，磁針即止於其平衡位置而不動。此類之電流計首為 Thomson 氏所肇創。第 307 圖示磁針電流計之一例，為 Nernst 氏所設計者。無定向磁針偶  $M$  為二小磁棒所成，其一在線圈以內，其一即密貼線圈以外；欲測之電流即流於此線圈中。線圈之上有一小鏡，用以讀出轉過之角度。

尚有一法可消除地磁之作用，即在可能範圍內儘量將地磁場隔絕，不使侵及磁針。Du Bois, Rubens 及 Paschen 三氏之鐵甲電

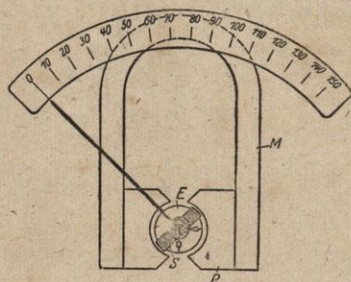


第 307 圖 Nernst 氏磁轉電流計。

流計即用此法。其中不用無定向磁針偶，而將整個之儀器包圍於三重鐵甲之中。甲為軟鐵所製，厚約 1 [厘米]，僅開有數個必不可缺之窗戶，以備觀察與處理。此鐵甲幾將其內部完全屏蔽，地磁場之力線不能侵入（參閱 §336 及 338）。欲求磁針之轉動慣量減小（擺動週期減小），而磁矩仍可不受影響，則可用一組平行而同向之許多短磁棒以代磁針。最佳之磁轉電流計之靈敏值可達  $10^{-12}$  [安培]。（靈敏值為一電流之強度，能使相距 1 [米] 之刻度尺上之示度為 1 [毫米] 者。）

磁轉電流計之用僅在測量最微弱之電流，蓋利其能達高度之靈敏值也。此外在今日實用之測量儀器中，磁轉電流計已不佔重要之地位。

**365. 直流用圈轉儀器。** 近日用以精密測量電流及電壓之儀器，大抵皆根據於圈轉之原理（Deprez-D'Arsonval 氏，



第 308 圖 指針示度之圈轉儀器。

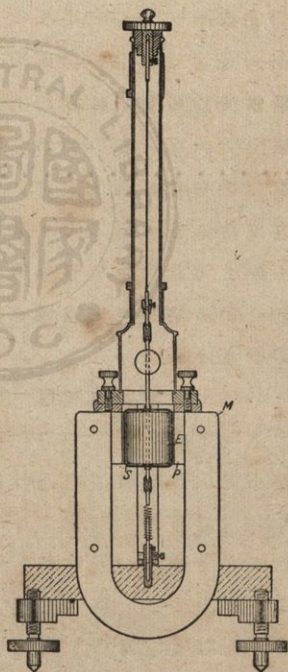
1881)。此適與磁轉電流計之原理相反。此種儀器之構造為一強烈之蹄形磁鐵  $M$ ，其兩極  $P$  之間有一可以轉動之線圈  $S$ ，欲測之電流即在其中流過。兩極之面均作內凹之圓柱面，其間置有軟鐵

之凸圓柱體  $E$ ，固定於器架（不隨線圈轉動），與兩極面相離僅有一空氣狹縫，使線圈恰能在其中自由轉動（第308圖）。此空氣狹縫中有一強烈之磁場存在；場向沿輻，且頗均勻。

實際上此種之裝置可使儀器完全不受外磁場擾亂之影響，蓋空氣狹縫中之磁場強烈異常，遠非地磁場所可比擬；後者之作用自屬無足輕重，而其不定的變化尤可置之不顧。

靈敏值較低之儀器中，轉動之線圈為一尖端所承托，且備有指針，可在一刻度尺上示明線圈轉過之角度。此種儀器之刻度可以固定不變。線圈之靜止位置由一螺旋簧絲維持之。靈敏之儀器中，線圈懸於一絲線或薄金屬帶之下端。另用金屬帶或金屬簧將電流導入線圈中，亦有即自懸絲導入者。一鏡與線圈相固結，用以測出轉動之角度（第309圖， $M$  磁鐵， $P$  蹄形磁極， $E$  鐵心， $S$  線圈）。

電流通時，線圈恆欲立



第309圖 鏡尺示度之圈轉儀器。



即轉動，而止於與磁場力線垂直之位置。故儀器中未通電流以前，線圈之位置初不與此自然之平衡位置相合而輒與之成一不為太小之交角；在線圈能向兩方轉動之儀器中，此角度常為 $90^\circ$ ，如第309圖所示。線圈之轉動方向隨電流之方向而異。故此種儀器僅可應用於直流電流。

直流電流計之阻尼 (§ 366) 不為太大者，亦可用以測量在一極短時間內流過線圈中之電量，惟此種衝擊性電流流過線圈時所歷之時間，須遠較線圈組擺動之自然週期為小。線圈受此電流之衝擊後，即得一角動量，而開始向一方振動，有如受一急擊後之擺然；迨達某一定之振幅後，方折回向對方振動。其振幅之大小則隨電流衝擊之強弱而異。吾人不難示明此所謂衝擊振幅者之值（假設阻尼不變）正比於衝擊時流過線圈內之電量。電流計之作爲此項用途者稱爲衝擊電流計。

366. 電流計之阻尼。電流計中之轉動線圈可與外部之電路接成一通路；設以任何原因，例如電流之一擊，而離其靜止之位置，則線圈自必隨之發生振動而欲重返其原位。若其兩端初無導線以連接之，則其振動之步驟純受制於線圈組之機械特性及空氣狹縫中之空氣摩擦阻力。但若振動之線圈與外電路連成通路，則因線圈在一永久磁體間轉動時恆有應電動勢，而因之有應電流發生，按諸 Lenz 氏定律，其作用足以阻制線圈之運動。其時線圈之動能將化爲應

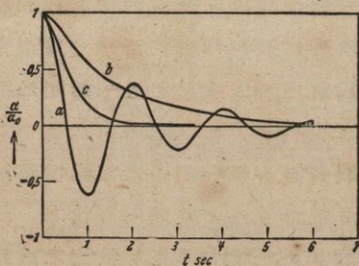
電流之能量,而此又終化為電流熱。 能量既損,振幅即逐漸減小。 吾人稱此種運動為減幅振動或阻尼振動。

線圈若何趨至其最後靜止位置時之情形,完全視外電阻之值而異。 其值大,則線圈轉動時所生之應電流弱,而僅能消磨少許之轉動能量;線圈第一次回至其自然靜止位置時,其動能尚未完全耗盡。 線圈遂越此而過,再經來回振動若干次後,方止息於其原位(第310圖a)。 此處所遇者為一阻尼的週期振動,其阻尼之強弱視外電阻之大小而異。 按諸振動之理論,振幅(每次皆計在其零點之同方者)應依下式而遞減,

$$a_n = a_0 e^{-\Lambda n},$$

式中 $a_0$ 為最初之振幅, $a_n$ 為 $n$ 次振動後之振幅。 $\Lambda$ 一值稱為振動之對數減縮,蓋因

$$\log a_n - \log a_{n+1} = \Lambda$$



第310圖 電流計之振動形式。

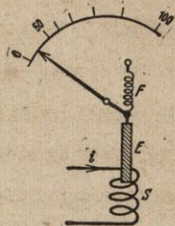
也。阻尼增加，即外電阻減小時，振動週期初時增加尚緩，繼乃漸速，至外電阻達一某定值時，其週期終乃增至無限大。外電阻若過此益行減小，則線圈將不再作週期之運動，而僅自其第一次到達之振幅匍匐逕返其自然之靜止位置，不再越雷池一步（第310圖b）。線圈之轉動能量在其返至靜止位置之途中蓋已完全耗盡。外電阻愈小，其返也愈緩。電流通時線圈轉動之情形，完全與其返至原位時之情形相同。上述二種運動形式分界時之外電阻稱為電流計之極限電阻。其值視各種不同之因數而異，其最著者如線圈所在處之磁場強度，線圈之匝面，線圈之電阻，懸線之扭力等。

儀器之使用，務求便捷而可靠；故線圈在未達其終位以前，來回擺動，頻頻不休，固非吾人之所欲，而行動遲緩，處處逗留，亦彌覺其可憎。外電阻等於極限電阻時（所謂無週期極限情形，第310圖c），線圈轉至其終位為最速。實際上運用電流計時，在可能範圍內恆須設法使其合於此項條件。通常之裝置，輒使阻尼稍較極限情形時者為小，庶在線圈未止息於其終位以前，可任其越此稍過一極短之距離，而再返終位。

**367. 軟鐵儀器。** 轉動線圈之儀器價頗昂貴，工業上之測量不需十分精密者，輒以軟鐵儀器代之。此種儀器所用之原理可藉第311圖以說明之。欲測之電流在線圈 $S$ 中流過；線圈一端之前置有一軟鐵塊 $E$ ，為彈簧 $F$ 所固定。線



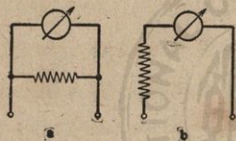
圈中電流所生之磁場在其兩端處皆不均勻，其強度愈至線圈外而愈減。故軟鐵被引向磁場強度遞增之一方，而入線圈之內 (§ 355)。鐵塊運動之方向與電流之方向無涉。故軟鐵儀器不僅可用以測直流，即交流亦可用之。(其所示者為交流電流之有效強度，§ 379。) 磁場之強度正比於線圈中之電流。軟鐵之所以受力，乃因其在磁場中可變為一磁偶，其磁矩大致正比於磁場之強度。磁偶所受之力等於磁場強度與磁矩二者之相乘積，故正比於磁場強度之平方，亦即正比於線圈中電流強度之平方。因之此種儀器之刻度尺分度每不均勻，蓋指針之示度隨電流強度之平方而增也。



第 311 圖 軟鐵儀器之作用略圖。

368. 電流計與電壓計概論。上述各種形式之電流計皆可作為電壓計之用。蓋因其電阻  $R$  為一定值，而按諸 Ohm 氏定律，對於一指定之儀器言， $U/i$  之比亦為一定值。一定之示度不僅相應於一定之電流強度  $i$ ，且亦相應於儀器兩接線柱間之電壓  $U=iR$ 。故其示度一方面可用以測器中流過之電流，而另一方面亦可用以測其兩端間之電壓。但實用時，電流計與電壓計究有一基本不同之點。惟測量時所消費之能量在可能範圍內須為最少，此則不論在電流計與電壓計中均屬重要者也。電流計須與電流經過之導

體相串聯，計中流過之電流強度  $i$  即為主要導體中流過者。若  $R$  為儀器中之內電阻，則每秒鐘內消耗於儀器中之能量為  $i^2 R$  (§ 260)。欲使此項消耗為最小，電流計電阻之值務須儘量減低。電流計之根據圈轉原理而製者，其轉動線圈本身之電阻雖不為頗小，但如於其旁加一電阻頗小之分路，與線圈並聯，則即可合於能量消耗最少之原則。若此，則流過線圈中者，僅為欲測電流中某一定之部份。且將強電流自



第 312 圖 a 電流計，b 電壓計。

活動之導入線通至線圈之中，亦殊屬不妥，故上述之裝置益見其可取。圈轉儀器之具有調節適宜之分路者（第 312 圖 a），每為一靈敏之電流

計。測量導體兩端之電壓時，須將電壓計與導體並聯。欲使主電流之流入儀器中者在可能範圍內為最少，電壓計中之電阻須遠較該導體中者為大。故圈轉電流計之具有調節適宜之串聯電阻者（第 312 圖 b），即可視作一電壓計。許多工廠中，輒以同一之線圈作為電流計及電壓計兩用，其測量電流與電壓之範圍則以適宜之分路電阻與串聯電阻調節之。若此，以同一之線圈組可用作靈敏度大異之儀器。亦有多種儀器配有許多任意選用之分路電阻及串聯電阻以供不同之測量範圍用者。

電流計之以 [安培] 作固定刻度者，亦稱 安培計，電壓計

之以[伏特]作固定刻度者,亦稱伏特計。

### 369. 交流用圈轉儀器. 工率計. 若亦欲以

圈轉之原理應用於交流之測量儀器,則吾人須注意一事,即轉動線圈中每遇電流換向時,其磁場之方向亦必隨之而反。故吾人不能再用永久磁鐵之磁場,而須代以欲測之電流本身流經線圈時所產生之磁場,例如將轉動線圈  $S$  懸於一個或二個之固定線圈  $F$  中即可;固定線圈內亦為欲測之電流所流過(工率計原理,第313圖)。線圈  $F$  之匝面垂直於圖面。在此例中線圈  $F$  之電阻在可能範圍內須力求其低,而以轉動線圈與之並聯。此種儀器之示度亦與電流之方向無關,而正比於電流強度之平方。

按同一之原理,亦可用圈轉儀器以測量一導體中電流之工率  $L=Ui$ 。在此例中,固定線圈  $F$  之電阻在可能範圍內亦須力求其小,而與欲測之導體串聯。轉動線圈  $S$  中原已接有頗高之串聯電阻,今將其與欲測工率之導體之二端相接。於是固定線圈中流過之電流與導體中流過之電流  $i$  恆為相等,而自線圈發出之磁場與  $i$  成正比。按 Ohm 氏定律,轉動線圈中流過之電流應正比於其兩端亦即導體兩端間之電壓  $U$ 。故轉動線圈所受之力矩正比於  $Ui$  之相乘積,亦即導體中消耗之[瓦特] (§ 260) 數。此



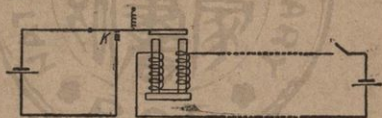
第313圖 交流用圈轉儀器略圖。



種之儀器可用以測量一導體中電流工率  $U_i$  之值。

**370. 電磁替續器。** 所謂替續器者，乃係一種之裝置，可藉一電流之助而將他一電流之強度或其方向變更之，換言之，即能控制他一電流者。最簡單者如以一電流可使他一電路忽斷忽續。

最簡單之電磁替續器為一電磁體所成，其兩端前置有一軟鐵塊（銜鐵），為一簧片固於定位；電磁體中尚未通電時，鐵塊與兩極間相隔之距離頗短。將電磁體之線圈內通以電流而激起其磁性後，銜鐵即被吸引；此項運動可使電鈴  $K$  隨同動作，而他一電路即因之或斷或續，如第 314 圖所示



第 314 圖 電磁替續器略圖。激起電磁體即可接通電流。

之例。此類替續器之製造可有種種不同之形式。亦有用 Johnson-Rahbek 二氏效應 (§ 254) 以製造替續器者。

吾人亦可使流過電磁體中之電流本身發生斷續。電鈴之作，即基於此理（參閱 Wagner 氏鐘，§ 372）。

**371. 電報與電話。** 電報之最初形式為一種長短互異之符號，由所取符號之多寡及其排列方法之不同，可編為不同之字母，再由此種字母而編為字句（Morse 氏電碼）。電報

之傳遞亦基於替續器之應用。就原理言之，收報站之替續器中備有一電路，其斷續由發報站經長途導線而來之電流控制之。此項電流為發報站之電鑰所操縱，依 Morse 氏電碼將欲傳之消息發為久暫不同之電流。收報站電路中之電流即隨其節拍而斷續；收報機中備有記錄之裝置，亦藉電磁體之聯絡而隨之運動，遂將 Morse 氏電碼記錄於紙上而便查閱。（第一架電報機為 Gauss 及 Weber 二氏在 Göttingen 地方製成，1833.）

近日較大之收報及發報站上所用電報機之構造遠較此為複雜。發送之消息大都在收報機上可直接印成文字（打字電報）。

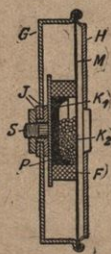
長距離之電報導線祇用一條之金屬線已足，蓋地面亦能導電，故可用地面作為第二導線；以第一導線之兩端各接於金屬板上而深埋於地中（地面回線）。關於無線電報見 § 390.

以電傳聲，即所謂電話者，其原理不外自發話處將一電流通至收話處，使電流之能量在可能範圍內模仿欲傳之聲所予空氣壓力之變化而變化。吾人稱此步手續為調幅。有線電話者，乃為一電流流於以導線相連之二處之間，其強度隨調幅而變化；無線電話者，乃為一種電波 (§ 385) 之能量在天線周圍之空間內向各方傳播。發話處置一儀器，可藉任何方法使聲之壓力的起落變為電之能量的變化，而在收

話處則置一儀器，其作用適與前者相反，即仍將聲的振動恢復原狀者。

此處吾人僅述有線電話。發送儀器為一微音器，接收儀器為一收話器，與無線電話同。

微音器為一種之裝置，可使接連二地之電路中之電阻隨聲音振動之節拍而變化，於是電流之強度亦隨之而變化。此種儀器構造之方法頗多，今姑述其一種，如第 315 圖所示。一金屬匣  $G$  中有一金屬板  $P$  及一螺旋  $S$ ，為一薄片  $J$  所絕緣。與金屬板  $P$  相連者又有一炭製之盤  $K_1$ ，盤為毛氈之箍  $F$  所圍抱。箍上為一炭質薄膜  $M$ ，為匣蓋  $H$  緊壓於匣壁，而與之作導體之接連。  $M$  與  $K_1$  之間儲有炭粒  $K_2$ 。電流導線通過



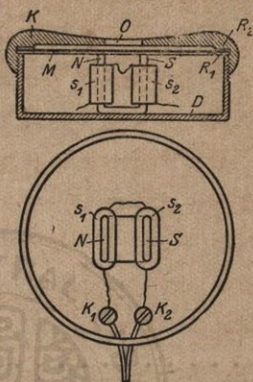
第 315 圖 炭粒  
微音器。

螺旋  $S$  及金屬匣壁。故電流必須經過炭粒人向炭質薄膜發話時，炭粒即隨聲音之節拍而振盪。電流越過各炭粒間時之電阻遂因之變化，亦即微音器之電阻因之變化，且其變化在某程度內與聲之振動相應。微音器中流過之電流遂亦依同一之節拍而變化。故若此可將電流調幅，一如吾人之意。

業經調幅之電流在接收處流過收話器（電話機之聽筒）。第 316 圖示其構造之一種，即今日通用之所謂頭頂聽筒者是。在一匣  $D$  中有一永久磁鐵， $N$  與  $S$  為其兩極，而在其二腿上繞有線圈  $S_1$  與  $S_2$ ，外來



之電流即流過其中。一鐵製薄膜  $M$  爲二圓箍  $R_1$  與  $R_2$  所挾住而緊貼於磁極。匣之上面爲匣蓋  $K$  所蔽，蓋中有一聲孔  $O$ 。電流之導入線接於二接線柱  $K_1$  與  $K_2$  之上。若流入其中之直流電流已經調幅，則磁極之強度隨之變化，而薄膜彎曲之多寡亦隨直流調幅時之節拍而變化。於是薄膜發生相應之振動，由空氣之媒介而成可聞之聲音。



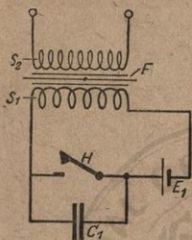
第316圖 收話器。

**372. 電花感應圈。** 電花感應圈爲一種儀器，可由低電壓之直流電流源以產生高電壓者。感應圈之構造亦大有不同，惟所用之普遍原理則一：

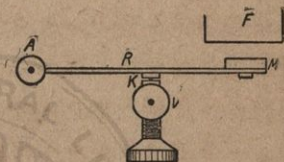
感應圈恆由一原線圈  $S_1$  及一副線圈  $S_2$  而成，原線圈用較粗之導線，匝數較少（通常約數百圈），副線圈圍抱原線圈，用較細之導線，匝數較多（常有至100000圈者）（在第317圖中，爲易於明瞭計，將二線圈並列）。原線圈之內藏有鐵心  $F$ ，以增強電磁感應之作用，惟苟欲免除渦電流（§ 334）之出現，鐵心須用一束彼此絕緣（髹漆）之鐵條。

欲使感應圈發動，尙需一種裝置，能使原線圈中之電流

自動斷續，每秒鐘內斷續之次數且須極頻，即所謂自動斷續器是。在較小之儀器中，此器即直接裝設於其中；而在較大之儀器中，斷續器多別成一器。



第317圖 電花感應圈接線略圖。  
 $S_1$ 原線圈， $S_2$ 副線圈， $F$ 鐵心， $H$ 斷續器， $E_1$ 電流源， $C_1$ 容電器。實際上原線圈係置於副線圈之內。



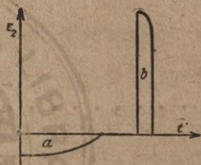
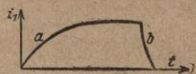
第318圖 Wagner氏鏈之原理。  
 $F$ 電花感應圈之鐵心， $M$ 鐵塊， $R$ 片彈簧， $K$ 鉑質接觸(斷續處)， $A$ 及 $V$ 接至斷續器之導線。

Wagner氏鏈(第318圖)為最簡單而最常用之斷續器，在較小之儀器中尤多採用之，其構造完全與電鈴之原理同。以原線圈內之鐵心 $F$ 作為電磁鐵。除此種簡單之構造以外，其他改善之裝置尚多，惟皆有一公共之點，即直接裝設於感應圈之上，而以鐵心之磁力發動之。

載線圈之箱內尚置有一容電器 $C_1$ ，其二導片與斷續器之兩端相接。

試於原線圈之導入線二端施以一直流之電壓(或用蓄電池，或用電燈插頭，視儀器之大小而異)，則原線圈內有電流 $i_1$ 發生，其發生經過之情形因有自感應之作用而有如

§333, 第 283 圖所示。因之副線圈內即生應電動勢  $E_2$ , 其值與  $i_1$  變化之速度, 即  $di_1/dt$  成正比, 其方向與原線圈內之電壓相反(第 319 圖)。經一極短時間後, 原電流即告斷絕。若電流誠能於俄頃之間頓然驟斷, 即  $di_1/dt$  之值為無限大, 則副線圈中確可於無限短之時間內產生一無限大之應電動勢。但電流之告斷並未能於絕短之一瞬間內畢事, 蓋在斷續器之接觸處恆有電花出現, 因知該處二金屬端雖已脫離, 而在其後一短時間內空氣尚能導電也。欲使電花所歷之時間儘量減短, 而電流儘量在一極短時間內倏忽逝去, 即欲使  $di_1/dt$  之值儘量增加, 則感應圈中之容電器  $C_1$  尚焉。電流未斷以前, 容電器



第 319 圖 電花感應圈之原電流  $i_1$  (上圖) 及副電壓  $E_2$  (下圖)。a 電流通, b 電流斷。

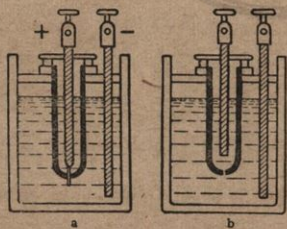
自成一通路, 故毫未荷電。當接觸點  $K$  開始向上移動而電路將斷時, 容電器二導片間所得之電壓幾等於感應圈之總電壓  $E_1$ 。容電器因之荷有  $e = CE_1$  之電量; 此項電量自必取自電路之中。接觸點一經回復原位, 容電器又成通路而放電。故電流斷絕後副線圈中應電壓產生之經過情形, 有如第 319 圖 (下圖, 曲線  $b$ ) 所示。電流告斷時出現之電動勢所歷之時間, 遠較電流初通時出現之電動勢所歷之時間為短, 故其值應遠較後者為大。若副線圈之二端不相連接, 則此



二端間即有極高之電壓發生。若該二端相離頗近，則此項電壓可生電花，穿空氣而過。大型感應圈中，此種火花之長可逾 1 [米]。二線圈匝數之比愈大者，其產生之電壓愈高。

第 319 圖中  $a$  與  $b$  二曲線所包之面積等於原線圈電流一斷一續時  $\int E_2 dt$  之積分。按 § 357, (12 b) 式，此應等於副線圈中磁通  $\Phi$  之變遷總值。電流斷，磁通減；電流續，磁通生；二次磁通之量必屬相同，故此二面積之值應為相等。從此亦可知電流或斷或續，其所歷之時間愈短者，所生之應電動勢為值愈高。但原線圈中有自感應之作用，故電流初通以迄達其常定強度所歷之時間恆遠較電流初斷以迄完全消滅所歷之時間為久，而原電流告斷時副線圈中所生之應電動勢恆遠較原電流初通時所生者為高。

大型感應圈中不用 Wagner 氏鎚而用其他之斷續器，



第 320 圖 a. Wehnelt 氏斷續器, b

小孔斷續器。

轉動斷續器者，其接觸點藉電動機而轉動，斷續交替。

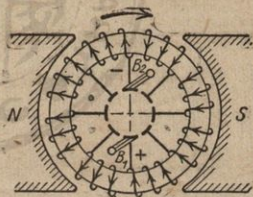
有 Wehnelt 氏斷續器 (第 320 圖 a) 者，一容器中盛以稀硫酸，中浸一鉛板，作陰極，一白金棒，外套以陶瓷之管，白金棒出管外少許，成小釘狀，作陽極。命原線圈中之直流

電流通過此器。在白金小釘上之電流密度頗大，該處溶液

中除電解作用外，又產生大量之 Joule 氏熱，於是遂有蒸汽泡集於其上，而電流被阻不通。驟然冷卻時，汽泡爆裂作銳聲，而電流又復得以繼續。Wehnelt 氏斷續器中電流之斷續既頻且驟，故若以之用於感應圈中，其感應作用特強。又有小孔斷續器（第 320 圖 b）者，其作用與此相同，惟電解液中之電流須流經一小孔而入於管中，經過小孔時，即生大量之熱。

373. 發電機。發電機可用以變機械能量為電能量。實際上所用之構造方法，不勝枚舉。此處所述者祇能僅以基本之原理為限。按其所生電流種類之不同，而有直流發電機交流發電機及多相發電機之分。

第 321 圖所示之裝置可用以作為說明直流發電機作用之簡圖。有二塊所謂場磁鐵（固定子）者，其不同之二極（ $N, S$ ）彼此相向對立。在其圓筒狀之空間內，有一所謂電樞（轉動子）者，可以轉動；此例中電樞為一鐵環，週環身繞以線圈，首尾相接（Gramme 氏環）。在此線圈上有數處另接以分支導線，各通至一金屬環不相連之各段；此各段者皆附於電樞之軸上，彼此絕緣。電樞任意轉至何處，恆有直徑相對之二段與二固定之滑動刷子（ $B_1, B_2$ ）相觸，刷以金屬線網或炭製成，為發電機之二極，從此可接至電線網（電燈線網



第 321 圖 Gramme 氏環式直流發電機略圖。

等), 以供應用。

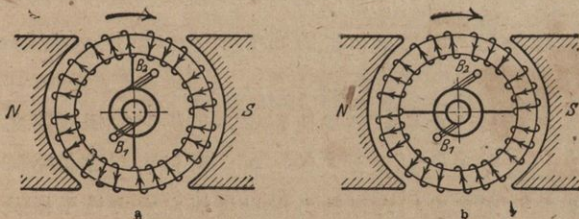
電樞若以順時針之方向而轉動, 則樞上各單線圈內之磁通  $\Phi$  (§ 350) 均因之變遷。自  $N$  至  $S$  之力線幾完全行於鐵環之中 (參閱 § 347, 第 294 圖), 故線圈之在環之上下兩部者磁通為最大, 而在環之水平對稱軸兩端者為零。電樞轉動時, 線圈中即因之產生一應電動勢, 其方向如箭頭所示; 接於  $B_1, B_2$  之外電路若為通路, 電流即向此方流動。此項電流自  $B_2$  入自  $B_1$  出。  $B_1$  為發電機之陽極,  $B_2$  為陰極。此項電流之方向不難以 Lenz 氏定律 (§ 329) 證實之。事實上電流確按圖中所示之方向而流過; 按諸 § 302 所述, 其由電流在鐵環中所產生之磁場, 即靜磁感應強度  $\mathbf{B}$  之方向, 在左右二半環中者皆係自上而下。故圍繞鐵環之電流使環成一極偶, 而極偶內部之磁場恆係自南極至北極。由此可知應電流使環之上部成一南極, 下部成一北極。環之二極與場磁鐵二極間有力之作用, 其方向在環之下端者欲推環向右, 在環之上端者欲推環向左, 即欲使鐵環以反時針之方向而轉動。換言之, 電樞因有應電流出現而成為極偶, 對於外來之力逼之使按順時針方向轉動時, 恆有阻止之傾向, 此與 Lenz 氏定律相符者也。所費之工作, 用以克服此項阻力者, 仍復於電線網中得之。欲使此項能量在電樞轉過一週之時間內恆為常定, 即欲產生直流電流, 吾人當注意此項阻力須恆為常定, 換言之, 電樞之二極在空間所佔之位置須始終不變。此



可以電樞線圈分段接以分支導線以圖之。無論線圈轉至任何位置,其中恆祇有二分支導線為有效,即其所屬樞軸上之二環段與二固定刷子相觸者。樞軸週轉不息,各分支導線亦一一依次輪流而生效。電樞稍稍轉過少許,其極即隨之稍稍移動,待其後繼之第二對環段來與刷子相觸,樞極仍躍回原位;其後又週而復始。故由此種發電機所產生者為直流;其線圈之分支處愈多者,電流強度之起落愈少。

實際上場磁鐵恆以電磁鐵充之,此電磁鐵即由電樞中所生之電流所激發。場磁鐵未通電流以前,其鐵塊中恆留有少許磁性之踪跡(剩磁, § 344)。電樞初轉時,即因之生一微弱之應電流。場磁鐵之強度即藉此稍增,而此又可增強應電流之強度。故發電機可自行激發(發電機原理, Werner von Siemens 氏, 1867)。

交流電流須待下章 (§ 375 以下) 方始涉及,但此處不妨先述交流之發電機。將上述直流發電機之略圖稍加修改,



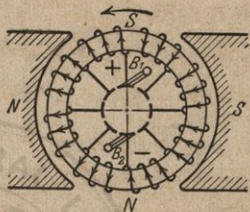
第 322 圖 Gramme 氏環式交流發電機略圖

即可用以說明交流發電機之構造(第322圖)。將電樞線圈之分支線除去,僅留在直徑兩端相對處之二條,而將其分接於樞軸上同心之二金屬環(滑環),環各與一刷子( $B_1, B_2$ )作滑動接觸。在第322圖 *a* 所示之位置時,其情形恰與第321圖所示關於直流發電機者相同。其後繼續轉動時,電樞之極即隨之移動,而不再留於原位,蓋此二極恆在分支線處故也。電樞轉動,應電流逐漸減弱,電樞二極之強度自亦因之減弱。試觀察電樞已自原位轉過 $90^\circ$ 後之位置,如第322圖 *b* 所示。此時在分支線所截成之上下二半環中產生之應電動勢方向相反而互相抵消。故在此位置時,電樞中毫無電流產生,而電線網中自亦無電流。再轉動向前,電流又增,但此時二半環已互易其位置,故更轉 $90^\circ$ 而電流按相反之方向又增至其最大強度。此種發電機產生者為交流電流。通常輒於同軸上另裝一小型之直流發電機,以為激發場磁鐵之用。

若於樞軸上裝有同心之三滑環,接於電樞線圈之三點,相隔各為 $120^\circ$ ,而用三個滑動刷子,則成為三相電流(§381)之發電機。

此處所述之構造已屬陳舊,僅足供說明普遍原理之用而已。實際上輒因迎合各種不同之需要,而有許多不同之構造。作為發電機之原動力者,以迅捷之水力透平機及蒸汽透平機最為適宜。

374. 電動機。電動機之目的適與發電機相反。藉此可將電能量變為機械能量，故任何發電機祇須反其運用之方法，基本上皆可視之為電動機。此時吾人並不轉動電樞而取用其電流，乃通電流於電樞中而使之轉動。欲明瞭其作用，可仍用一直流電動機之略圖，此種之電動機蓋完全與直流發電機（第321圖）相似（第323圖）。



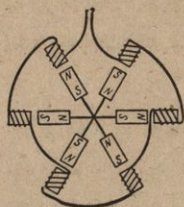
第323圖 Gramme氏環式直流電動機略圖。

接滑動刷子 $B_1$ 於一電流源之陽極， $B_2$ 於陰極，則電流於 $B_1$ 處分成兩路而流於電樞之兩半環中，其方向以箭頭示之，恰與發電機中之應電流同。電樞之上端為南極，下端為北極，亦與發電機相似。此二極與場磁鐵之二極間即生力之作用，——即發電機中所遇阻止轉動之力——使電樞以反時針之向而轉動。電樞之二極因其線圈上多處均接有分支線，乃稍作振動，但恆固定於空間內之一定位，故電樞得以繼續轉動不息。（此可以舊式之腳踏磨機比擬之，置犬於機中，犬爬行而機轉動。輪雖繼續轉動，而犬在輪中始終留於定位。犬所受之重力相當於電動機中場磁鐵所發生之磁場，而此犬則相當於電樞之二極。）

交流發電機之略圖（第322圖）基本上亦可視作交流電動機之略圖。但此處另述一簡單之模型（第324圖），電樞



上裝有數對極向輪流相反之磁體；實際上此種之磁體皆以電磁鐵充之，而為一直流電流所激發。



第324圖 交流同步電動機略圖。

與此許多之電磁鐵相應者有同數之場磁鐵，乃由交流電流所激發，其線圈按照一定之繞法，不問電流向何方流動，其磁極始終輪流相反。電樞轉動至某一角速度，若其各極自場磁鐵之一極轉至其隣極之時間恰為場磁鐵之磁極變換一次之時間，則電樞即轉動不休。設電樞以順時針之方向而轉動，而固定子左上方之一極恰自南極變為北極。則電樞上與此相對之北極將為場磁鐵右上方之南極所吸引。若前者轉至與後者相對時，場磁鐵之磁極適又發生變換，則又與上述之情形同。此種之電動機僅於轉動已達適當之步調後，方能繼續轉動而不息。故稱為同步電動機。運用之前，須先以特種之激發裝置使電樞轉動達適當之遲速。其詳細之情形此處不能備述。關於三相電流，可參閱§381。

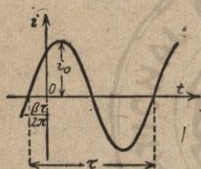
電動機中既已通以電流而轉動後，恆即由此轉動而又生發電機之作用。電動機之電樞向某方轉動時，其所受電壓之方向，恆與一相同之發電機亦向此方轉動時所生應電動勢之方向相反，故電動機轉動時所生之應電動勢恆與其賴以轉動之外電壓反向；因之此外電壓之值輒為應電動勢所減弱。試以一小電動機經過一電流計而接至一足夠發

動電動機之電流源，如握住其電樞不使轉動，則電流遠較電樞轉動時為強。電動機轉動時苟未作其他之工，如電阻之克服，微量 Joule 氏熱之供給等，則消費之能量非常鮮少。原未有擔負之電動機忽加以擔負，即逼之使作外工作時，在最初之一瞬間，電動機之轉數必因之減少。但同時電樞中與原動電壓反向之應電動勢亦隨之減弱。於是電樞中之電流強度立即增加而復行促進轉動之速度。故電動機轉動之遲速，在某限度內與擔負之多寡無甚關係。電動機有擔負時恆需賴有工作之輸入；所以然者，乃以上述步驟中電流強度之增加，以及電動機中與之有連帶關係之電流工作之增加，在在皆須仰給於外來之工作也。電動機之機械工率可以 Prony 氏之工率計測量之 (§45)。此值與輸入電工率  $U_i$  二者之比即為電動機之效率。

## 第二十八章 交流電流. 電振動及電波.

375. 交流電流. 交流電流爲一種之電流,其強度  $i$  爲時間  $t$  之函數. 此函數爲一簡諧函數者,其電流稱爲單相交流. 此種電流之強度可以下式表之(第325圖).

$$i = i_0 \sin(\omega t + \beta). \quad (1)$$



第325圖 交流之時間的變化.

式中  $i_0$  爲交流之最高強度,即所謂巔值.  $\omega$  稱爲交流之角速亦稱圓周頻率,  $\tau = 2\pi/\omega$  爲其週期,即電流強度  $i$  週歷其各值一次所需之時間.  $\nu = 1/\tau$  稱爲交流之頻率,即1秒鐘內所有週期之總數. 又有所謂來週頻率者,係指1秒鐘內電流強度經過  $i=0$  之次數而言,故其值應爲頻率之二倍. 工業上所用交流之頻率大致均在  $\nu = 50$  左右,即其來週頻率爲 100. 頻率之單位爲每秒 1 次. 此項單位亦有稱爲 1 [赫芝] 者.

(1)式中  $\beta$  一值稱爲交流之位相或稱相常數. 其值視若何選擇時間  $t$  之起點而異,若選擇得宜,每可使其值爲零.

欲使一電路中繼續有交流電流發生,其中須有一電動勢,亦爲時間之函數者. 於是電路兩端間即有一電壓  $U$ , 亦爲時間的週期函數,而遇單相交流時,可以下式表之



$$U = U_0 \sin(\omega t + \gamma). \quad (2)$$

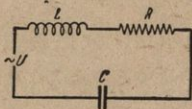
$U_0$  爲電壓之巔值。電壓之位相  $\gamma$  通常與電流之位相有異，故在電流與電壓間輒有一相常數差  $\beta - \gamma = \varphi$ 。若  $\varphi > 0$ ，則電流趨於電壓之前，若  $\varphi < 0$ ，則電流落於電壓之後。

吾人可注意交流電流強度所賴以表示之(1)式完全與表示振動之式 (§ 117) 相似。事實上此處所遇者確亦爲一種之振動，即電振動是也。電流之強度與方向俱作週期之變化者非他，即導體系中電子之來迴振動而已，故電振動爲電子之振動。通常惟交流電流之頻率  $\nu$  頗高者，始得以電振動名之。實則在物理學上固毫無嚴加區別之理由。實用上吾人輒視低頻電振動(尋常工業上之交流電流，其頻率之數量級在  $\nu =$  每秒 1000 次以下者)與高頻電振動(特指頻率頗高之電振動而言，如無線電報及無線電話中所遇者，其數量級約在  $\nu =$  每秒  $10^7 - 10^8$  次之間)爲有別。

電路中接有容電器者，對於直流電流爲一無限高之電阻，直流電流恆被其阻斷而不能流通。蓋容電器荷電甚速，可使其二導片間立即有一電壓發生，適與直流之電壓等量而反向。電路中若施以交流之電壓，則容電器中之電壓以及其電荷皆隨之繼續變遷，而容電器之導入線中即有週期的灌電電流與放電電流相繼流過。故電路中之容電器不能阻止交流之電流。又容電器中可有位移電流 (§ 326)；是

則吾人即謂交流電流可穿越容電器而過，而視其電路為通路，亦無不可。

376. 交流電阻。設有一電路，中有純粹之電阻  $R$ ，自感應（線圈） $L$  及電容  $C$  三者串聯而成（第



326 圖)

第 326 圖 電阻，自感應及電容之串聯。

電阻  $R$  係指自感應線圈之電阻以及電路中其他部份所有一切電阻相加之和而言。導體系之二端設有一交流

電壓

$$U = U_0 \sin \omega t. \quad (3)$$

於是即有一交流電流流過導體系中，其值為

$$i = i_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (4)$$

式中之  $\varphi$  為電流與電壓間之相常數差。因電流  $i$  之強度與方向繼續變易，故導體中恆有自感應電動勢 (§ 333)  $-L di/dt$  發生，其方向恆與電壓  $U$  之方向相反。命容電器某瞬時之電荷為  $e$ ，則其二導片間之電壓為  $e/C$  (§ 229)。在電路之中，電壓  $U$  之作用與電動勢同。故按 Kirchhoff 氏第二定理 (§ 249)，應得

$$U_0 \sin \omega t - L \frac{di}{dt} = iR + \frac{e}{C}. \quad (5a)$$

將此式對時間  $t$  微分之。  $de/dt$  為容電器中電荷之時間的變遷值。而此種變遷又僅能由流經導體系中之電流所產生，故按 § 244,  $de/dt = i$ 。於是

$$U_0 \omega \cos \omega t = L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C}. \quad (5b)$$

將(4)式中  $i$  之值代入此微分方程式中,即可定出  $i_0$  及  $\varphi$  之值. 由簡單之計算,得

$$i_0 = \frac{U_0}{Z}, \quad (6)$$

其中

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (7a)$$

而

$$\varphi = -\arctg \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}, \quad (8a)$$

故

$$i = \frac{U_0 \sin(\omega t + \varphi)}{Z}. \quad (9)$$

吾人可命

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C}. \quad (7b)$$

則按(8a)式

$$\sin \varphi = -\frac{X}{Z}, \cos \varphi = \frac{R}{Z}, \operatorname{tg} \varphi = -\frac{X}{R}. \quad (8b)$$

自(6)式可見  $Z$  為電壓巔值與電流巔值之比,故其值相當於直流電流之純粹電阻  $R$ . 因此吾人稱  $Z$  為導體系中之交流電阻,或稱視電阻,或稱阻抗. 其值視交流之角速  $\omega$  而異. 阻抗係由二部份所合成,其一為純粹之電阻  $R$ ,仍稱



電阻,或稱真電阻,其一爲 $X$ ,即所謂電抗(7a及7b二式)。但二者並非以其絕對值相加;通常恆以圖形表示之, $R$ 與 $X$ 爲一直角三角形之勾與股, $Z$ 爲其弦。

$\omega L > 1/\omega C$  時,電流與電壓二者間之相常數差爲負。遇此種情形時,電流落於電壓之後。 $\omega L < 1/\omega C$  時,電流趨於電壓之前。

電路中若無電容,則(5a)式中即無 $e/C$ 之一項。 $(C = \infty)$ 時之情形亦同。此時之(7a),(7b)及(8a)諸式將變爲

$$Z = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}, \quad X = \omega L, \quad (9a)$$

$$\varphi = -\arctan \frac{\omega L}{R}. \quad (10a)$$

遇此種情形時,電流恆落於電壓之後。

電路中若無自感應( $L=0$ ),則

$$Z = \sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}, \quad X = \frac{1}{\omega C}, \quad (9b)$$

$$\varphi = +\arctan \frac{1}{R\omega C}. \quad (10b)$$

遇此種情形時,電流恆趨於電壓之前。

電路中電阻 $R$ 若爲頗小,幾至消滅,則

$$Z = X = \omega L - \frac{1}{\omega C}, \quad (9c)$$

$$\varphi = \pm \frac{\pi}{2}.$$

$\omega L > 1/\omega C$  時,電流落於電壓後者有四分之一週期之時間;

$\omega L < 1/\omega C$  時, 電流趨於電壓之前亦有四分之一週期。

自(7a)式可見角速 $\omega$ 愈增, 自感應對於交流電阻之影響亦愈大, 但電容對於交流電阻之影響則愈小。故在一無自感應之高頻電路中, 凡在任何一處插入一容電器者, 幾與該處插入一捷路相同。

總上所述, 關於自感應之作用, 可得一重要之應用。例如工業上遇有一導體系中有直流或低頻交流流過時, 若又有高頻之電振動出現, 而吾人不欲其越至鄰近之導體部份, 則即可於此欲加保護之導體部份中接一所謂抗流線圈; 此為一線圈, 其自感係數頗大(鐵心)而電阻頗小者。此種線圈對於高頻之電振動呈頗大之交流電阻, 但對於直流及低頻交流則無甚影響。

吾人尚須注意交流電流之純粹電阻 $R$ 亦並不等於該導體中有直流電流流過時按 Ohm 氏定律以為定義之電阻, 蓋頻率愈高者, 表皮作用 (§ 335) 亦愈強。故遇迅速之電振動時,  $R$  之值輒較純粹之 Ohm 氏電阻為大。

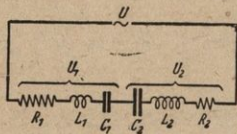
(9) 式並非為(5b)微分方程式之普遍解式, 而僅表示導體系中施以電壓 $U$ , 經一極短時間後之定態, 即在所謂初振變化停止後之狀態。

377. 交流電阻之串聯與並聯。設有二交流電阻 $Z_1$ 與 $Z_2$ 串聯(第327圖)。於此導體系之二端設施以電壓

$$U = U_0 \sin \omega t,$$

其在  $Z_1$  與  $Z_2$  二端間之分電壓設各爲

$$U_1 = U_1^0 \sin(\omega t + \psi_1), \quad U_2 = U_2^0 \sin(\omega t + \psi_2).$$



第 327 圖 交流電阻之串聯。此導體系中到處之瞬時電流皆爲同值，蓋導體系中無論何處決無任何一種電荷繼續積聚也（即在容電器中，其總電荷恆爲零，故亦無電荷繼續囤積）。

命電流  $i$  與電壓  $U$  之相常數差爲  $\varphi$ ，其與  $U_1$  與  $U_2$  之相常數差爲  $\varphi_1$  及  $\varphi_2$ 。設導體系之交流電阻爲  $Z$ ，則全系中之電流強度亦即二部份中之強度應爲

$$\begin{aligned} i &= \frac{U_0}{Z} \sin(\omega t + \varphi) = \frac{U_1^0}{Z_1} \sin(\omega t + \psi_1 + \varphi_1) \\ &= \frac{U_2^0}{Z_2} \sin(\omega t + \psi_2 + \varphi_2). \end{aligned} \quad (11)$$

僅當

$$\varphi = \psi_1 + \varphi_1 = \psi_2 + \varphi_2 \quad (12)$$

時，上式方能對於任何時間  $t$  均爲合理。自(11)式及(12)式可見

$$\frac{U_0}{Z} = \frac{U_1^0}{Z_1} = \frac{U_2^0}{Z_2} \quad (13)$$

故分電壓巔值  $U_1^0$  與  $U_2^0$  對於總電壓巔值  $U_0$  之比，等於各部



份之交流電阻對於全導體系交流電阻之比。

導體系兩端之瞬時電壓自必等於分電壓  $U_1$  及  $U_2$  之和，即

$$U_0 \sin \omega t = U_1^0 \sin(\omega t + \psi_1) + U_2^0 \sin(\omega t + \psi_2) = (U_1^0 \cos \psi_1 + U_2^0 \cos \psi_2) \sin \omega t + (U_1^0 \sin \psi_1 + U_2^0 \sin \psi_2) \cos \omega t. \quad (14)$$

僅當

$$U_0 = U_1^0 \cos \psi_1 + U_2^0 \cos \psi_2 \quad \text{及} \quad 0 = U_1^0 \sin \psi_1 + U_2^0 \sin \psi_2$$

時，或更參以(13)式，即僅當

$$Z = Z_1 \cos \psi_1 + Z_2 \cos \psi_2 \quad \text{及} \quad 0 = Z_1 \sin \psi_1 + Z_2 \sin \psi_2 \quad (15)$$

時，(14)式方能對於任何時間  $t$  均為合理。  $Z_1$  與  $Z_2$  之值為正，故自(15)式一方面可知除  $\psi_1 = \psi_2 = 0$  一特例外，恆有  $Z < Z_1 + Z_2$  之關係。 僅於遇此特例時，  $Z = Z_1 + Z_2$ 。 另一方面又知  $\psi_1$  與  $\psi_2$  之符號恆係相反。 故若分電壓之一趨於電壓  $U$  之前，則其他一分電壓必落於  $U$  之後。

為以後應用計，吾人可於此處導出  $\psi_1 = \psi_2 = 0$  即分電壓  $U_1$ 、 $U_2$  及總電壓  $U$  三者相常數相等時之必需條件。 在此例中，(12)式必變為  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ ，或按(8b)式

$$\frac{X_1}{R_1} = \frac{X_2}{R_2}. \quad (16)$$

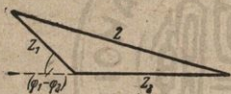
是知僅當導體系之二部份中電阻  $R$  與電抗  $X$  之比相等時所設之特例方可出現。

欲計算導體系之總電阻  $Z$ ，吾人可自(5b)式出發。 在此式中  $R$ 、 $L$  及  $1/C$  三值應各代以  $R_1 + R_2$ 、 $L_1 + L_2$  及  $1/C_1 + 1/C_2$ 。

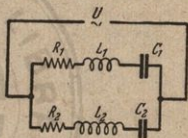
(二容電器係串聯,參閱§ 230). 由(7b)及(8b)二式可得一與(7a)式相應之式

$$Z = \sqrt{Z_1^2 + Z_2^2 + 2 Z_1 Z_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}. \quad (17)$$

此式與三角法中之餘弦定理相似。若以三角形之二邊代表導體系中二部份之交流電阻,其交角為  $\pi - (\varphi_1 - \varphi_2)$ , 則三角形之第三邊適足以代表全系之交流電阻  $Z$  (第328圖)。吾人亦可謂交流電阻之相加當用向量加法之定律。



第328圖 串聯時之交流電阻圖。



第329圖 交流電阻之並聯。

同理,此處所用對於串聯之法亦可用以計算二交流電阻並聯時之總值(第329圖)。此處僅述全系之交流電阻  $Z$  由計算而得之結果。若仍用以前相同之符號,則

$$\frac{1}{Z} = \sqrt{\frac{1}{Z_1^2} + \frac{1}{Z_2^2} + \frac{2}{Z_1 Z_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (18)$$

故導體系中交流電阻之倒數  $1/Z$  通常輒較其各分電阻倒數之和  $1/Z_1 + 1/Z_2$  為小。僅當  $\varphi_1 = \varphi_2$  時,  $1/Z = 1/Z_1 + 1/Z_2$ 。

378. 電之共振。按(7a)式,知純粹電阻任為某一指定值,當電抗之值為零時,交流電阻  $Z$  之值恆為最小。是即

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = 0. \quad (19)$$

此時交流之圓周頻率可以下式表之

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0. \quad (20)$$

按(6)式，對於指定之電壓巔值  $U_0$  而言，此時電流強度之巔值已達其最大之可能值，即  $i_0 = U_0/R$ 。此項情形與將一可以振動之物體按其固有週期之節拍而叩擊時完全相似，即所謂機械共振 (§ 121) 是。故吾人稱之曰電之共振，而其圓周頻率  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$  稱為導體系之電振動固有頻率。導體系中若有一容電器，其電容量可連續變遷者（轉動容電器 § 230），或有一自感應線圈，其自感係數之值可連續變遷者，則吾人恆可將此導體系調諧之，使其固有頻率與外來交流電流之頻率相合；此法在無線電之儀器中尤常用之。

**379. 交流工率。電流及電壓之有效值。** 交流電流之瞬時的工率亦以電流及電路兩端間之電壓二者之相乘積  $U_i$  量之，與直流電流同 (§ 260)。交流工率之值恆繼續變易，且若所遇者非為純粹之電阻，則其符號亦變。故事實上吾人須觀察一較長時間內各瞬時工率之平均值，方有意義。經過一週期之時間  $\tau$  以後，各項變化又重複遞演，故吾人可將一週期以內各瞬時工率之值平均之，而得工率之平均值  $\Delta$ 。計算時，應以  $U = U_0 \sin \omega t$  及  $i = i_0 \sin (\omega t + \varphi)$  代入。

$$\Delta = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} U_0 i_0 \sin \omega t \sin (\omega t + \varphi) dt = \frac{1}{2} U_0 i_0 \cos \varphi. \quad (21)$$

式中  $\varphi$  為電流與電壓二者間之相常數差。故  $\cos \varphi$  之



值愈大者，工率之值亦愈大。按(8b)式知  $R=Z$  時，工率達其最大值，此時電路中或僅有純粹電阻，或發生共振。如  $R$  遠較  $Z$  為小，則工率之值幾近於零。此時之電流稱為無工電流；以粗巨之導線繞成一線圈，其自感係數不為太小者，通以交流電流，其情形庶幾近之。

按(6)式與(8b)式，電流與電壓二者之巔值  $i_0$  與  $U_0$  二數間有  $U_0 = i_0 R / \cos \varphi$  之關係。故(21)式亦可書作

$$\Lambda = \frac{1}{2} i_0^2 R. \quad (22)$$

此式之意謂在一較長之時間內平均而觀之，工作僅消費於電阻  $R$  之中，且亦恰與 Joule 氏定律 (§ 260) 相應。蓋  $i_0^2/2$  適為一巔值等於  $i_0$  之交流電流  $i^2$  之時間的平均值。電流在任何時間之強度自須隨電容及自感應，亦即隨電抗  $X$  而定。但就時間的平均值言之，並無能量在此中消損。所以然者，乃因某一瞬間在容電器中建設電場或在自感應線圈中建設磁場所耗之能量，必在其下半週期內仍行放出。故交流電流之瞬時工率係由二部份所合成，其一為電阻  $R$  中之有效工率，其二為電抗  $X$  中之無工部份，後者之時間的平均值為零。

試以(22)式與 § 260 所述者相比較，則見交流電流之巔值為  $i_0$  時，其在一電阻  $R$  中之工率與一直流電流之強度為  $i = i_0 / \sqrt{2}$  者，在同電阻中之工率相等。吾人稱此值為交流之有效值

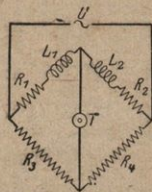
$$i_{eff.} = \frac{i_0}{\sqrt{2}} = 0,707 i_0. \quad (23 a)$$

同理,電壓之有效值爲

$$U_{eff.} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} = 0,707 U_0. \quad (23 b)$$

380. 以電橋測量自感係數及電容之法. 交流電阻亦可以 Wheatstone 氏電橋法比較之,與直流電阻同 (§ 252). 直流電流源當易以交流電流源,而橋路中之直流電流計通常皆易以電話聽筒,否則或易以靈敏之交流電流計. 若用聽筒,則吾人所選擇之交流電流源之頻率須相當於可聞限度以內聲音之頻率者;於是橋路中無電流流過時,聽筒內所聞之聲即行消滅.

第 330 圖示比較二線圈之自感係數時所用之接線法. 將此二線圈接於相鄰之二支路中. 命此二支路中之純粹電阻爲  $R_1$  及  $R_2$ . 此二電阻包括自感應線圈本身之電阻而言. 此外至少在其一支路中,須再插入一加添之電阻,其值可連續更變者——究應插於何支路中,則須視實測時之情形而定. 其他二支路中則接以無自感應之純粹電阻  $R_3$



第 330 圖 測量自感係數之電橋接線法.

與  $R_4$ ; 此二電阻之中,至少有一個可以任意改變其值者. 通常此二電阻亦以一滑線代之,如測量直流之純粹電阻然. 命交流電流源之電壓爲  $U$ ,其四支路兩端間之分電壓各爲

$U_1, U_2, U_3, U_4$ . 則橋路中無電流通之條件爲橋路兩端之電壓應彼此相等,且無論在任何時間,均須相等. 此僅於分電壓  $U_1$  與  $U_2$  之相常數等於分電壓  $U_3$  與  $U_4$  之相常數時方爲可能. 查支路 3 與 4 中僅有純粹之電阻,其兩端間之分電壓自必恆與原電壓  $U$  相常數相同,因之其他二分電壓  $U_1$  與  $U_2$  自亦不得不與之同相. 故此二者彼此亦非爲同相不可. 是則橋路中無電流通時,串聯之二支路 1 與 2 應合於(16)式 (§ 377). 在此例中,  $X_1 = L_1 \omega, X_2 = L_2 \omega$ , 故自(16)式得

$$\frac{L_1}{R_1} = \frac{L_2}{R_2}. \quad (24)$$

由此可知橋路中無電流之先決條件爲 1 與 2 二支路中之電阻應與其自感係數成正比. 上云二支路中之一支須用加添之電阻,其值可以隨意變更者,即所以使其達此狀態也. 若不用此項設計,則聽筒中僅可察出多寡減弱之最低音,而不能使之完全無聲. 因一切之分電壓均爲同相,故在此例中, (13) 式 (§ 377) 不僅對於各分電壓之巔值爲合理,且對於一切之瞬時值亦均合理,即在上部二支路中  $U_1/U_2 = Z_1/Z_2$ , 而在下部二支路中  $U_3/U_4 = R_3/R_4$ . 今橋路中既無電流,則  $U_1 = U_3, U_2 = U_4$ , 於是

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}}{\sqrt{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}} = \frac{R_3}{R_4}. \quad (25)$$

將(24)與(25)二式加以簡單之計算,即得

$$L_1 : L_2 = R_1 : R_2 = R_3 : R_4. \quad (26)$$



若  $L_2$  及  $R_3/R_4$  之比皆為已知,  $L_1$  即可從此計算。

同理,二電容  $C_1$  與  $C_2$  亦可按此法相比較。若容電器中之介電質無顯著之導電性,則僅用第 331 圖所示之簡單接線法已足。由類似上述之理論,得橋路中無電流流過之條件為

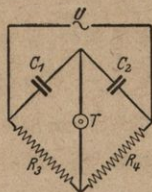
$$C_1 : C_2 = R_4 : R_3. \quad (27)$$

若容電器中有顯著之導電性,則須加添一電阻,務使其同時亦能滿足 (16) 式 (§ 377)。

**381. 多相交流。** 今日工業上最屬重要之三相交流為多相交流之一種特例。此由三導線傳遞之,其對於地面之電壓各為

$$\begin{aligned} U_1 &= U_0 \sin \omega t, & U_2 &= U_0 \sin (\omega t + 120^\circ), \\ & & U_3 &= U_0 \sin (\omega t + 240^\circ). \end{aligned} \quad (28)$$

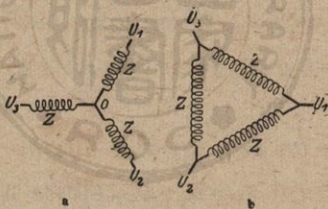
於此三導線系中若僅取其二端與一電路接通,則吾人即可在該電路中得一單相之交流電流。若此所能產生之電壓可有  $U_1 - U_2$ ,  $U_2 - U_3$ ,  $U_3 - U_1$ , 三種,與  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  本身對於地面之電壓同,彼此間相常數之差各為  $120^\circ$ , 惟其值則較後三者大  $\sqrt{3}$  倍。蓋就其一例觀之,  $U_2 - U_1 = U_0 (\sin (\omega t + 120^\circ) - \sin \omega t) = 2 U_0 \cos (\omega t + 60^\circ) \cdot \sin 60^\circ = U_0 \sqrt{3} \cos (\omega t + 60^\circ) = 1.73 U_0 \cos (\omega t + 60^\circ)$ 。



第 331 圖 測量電容之電橋接線法。

大規模之電線網中通常均用三相交流,其交流之各分量(各相)對於地面之有效電壓約為 220 [伏特];惟如用以使電燈發光時,則並不同時用其三相。三相不齊用時,或僅用其一相,或用其二相。有“零位導線”者,其電位恆與地面相等;僅用一相時,即以此導線為其一端,此時有效電壓之值為 220 [伏特],如今日接入室內之電線通常皆用此法。若用其二相,則有效電壓約為 330 [伏特],工業上多用之。

若吾人欲將三相之電流同用,則可取所謂星形接線法或三角形接線法(第 332 圖)。三路中之交流電阻  $Z$  須彼此相等。



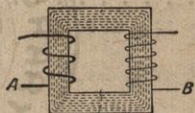
第 332 圖 a 星形接線法, b 三角形接線法。

試置三個同樣之螺線管於一處,彼此各成  $120^\circ$  之交角,而於第一管之兩端施以電壓  $U_1 - U_2$ , 第二管之兩端  $U_2 - U_3$ , 第三管之兩端  $U_3 - U_1$ , 則由三管發出之磁場將於三管三頂端圍成之空間中彼此相加,其合成磁場強度之值恆為常定,但其方向則在交流一週期之時間內以常定之角速轉過  $360^\circ$  (轉動磁場)。

多相電動機即基於此轉動磁場而作。三線圈中皆有鐵心，線圈之間為一電樞；最簡單者，此為一可以轉動之銅質籠狀體，中具鐵心，或為一匝或多匝之線圈繞於一鐵心之上而自成通路者。因有轉動磁場之作用，電樞內即生渦電流。此渦電流在轉動磁場內受有力之作用，使電樞隨磁場之轉向而轉動。若變換其三個場線圈任一線圈內電流之方向，則電樞轉動之方向亦變。

**382. 變壓器。** 變壓器之用，在將一電壓為某定值之交流任意變為一他值電壓之交流。第 333 圖示一變壓器之略圖。此器多為一閉合之環狀鐵心。

所成，環為軟鐵（鐵片）製，其上繞有原線圈  $A$  及副線圈  $B$ 。設原線圈內有一



第 333 圖 變壓器略圖。

交流電流流過，則鐵心內即產生一頻率與交流相同之變磁通，其力線幾全在鐵心以內成閉合之曲線。此隨時變化之磁通可使副線圈中因感應作用而產生一應電動勢，其頻率仍與原線圈中之交流相等。命  $N_1$  為原線圈之匝數， $N_2$  為副線圈之匝數， $F$  為鐵心之截面， $l$  為原線圈之長， $i$  為原線圈中電流之瞬時值， $U_1$  為原電壓之巔值， $\mu$  為鐵心之導磁係數。再命  $Z$  為原線圈之交流電阻；其純粹電阻  $R$  為值頗小。若  $L$  為原線圈中之自感係數，則按 (9a) 式 (§ 376)， $Z = L\omega$ ，苟時間  $t$  之初點選擇得宜 (§ 375)，則吾人可書成  $i = U_1 \sin \omega t / Z$ 。於是按 § 304 (11) 式及 § 350，副線圈



內未有電流以前，穿過鐵心截面  $F$  之磁通應為

$$\begin{aligned}\Phi &= \mu F \mathbf{H} = \frac{4 \pi \mu N_1 F}{l} i = \frac{4 \pi \mu N_1 F}{l} \frac{U_1}{Z} \sin \omega t \\ &= \frac{4 \pi \mu N_1 F}{l} \frac{U_1}{L \omega} \sin \omega t,\end{aligned}$$

其時間的變化為

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{4 \pi \mu N_1 F}{lL} U_1 \cos \omega t.$$

但按 § 357,  $L = \frac{4 \pi \mu N_1^2 F}{l}$ , 故得

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{N_1} U_1 \cos \omega t.$$

設副線圈內共有  $N_2$  匝，則穿過其匝面之磁通等於  $N_2 \Phi$ ，而其中所生之應電動勢為

$$E = N_2 \frac{d\Phi}{dt} = \frac{N_2}{N_1} U_1 \cos \omega t = E_2 \cos \omega t.$$

故副線圈中電動勢之巔值  $E_2$  與原線圈中電壓之巔值  $U_1$  二者之比等於副線圈與原線圈匝數之比，

$$E_2 : U_1 = N_2 : N_1.$$

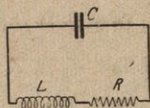
(變壓計之變壓率)。變壓器一有擔負，即副線圈中有電流通後，此變換率即因之減小，蓋副線圈中之應電流能使磁通減少也；此處之情形與電池擔負加大後可使其夾子間電壓降低之情形相同。

故變壓器可改變交流之電壓。交流之電壓可藉此變高，亦可藉此變低。

副線圈尙未成通路以前,因變壓器之自感係數頗高,電阻頗小,故原線圈中電流與電壓二者之相常數幾相差  $90^\circ$  (§ 376),而其中之電流幾爲無功電流,未有能量在其中消耗 (§ 376). 副線圈經一電路接通後,其中卽有應電流發生,此又反作用於原線圈,使原線圈中電流與電壓間相常數之差減小. 此時原線圈中交流之工率幾與副線圈中者相等,前者僅較後者稍大些許. 故在變壓時,能量之損失絕微.

若此,吾人可將交流之電壓任意變更,而能量幾無損失;對於直流電流,則決無此項可能性,此交流電流在工業上所以貴也. 在強電流工業中,直流電流幾已悉被交流電流代之矣. 不特此也,今日已逐漸將發電機移築於煤礦或水力附近之區,俾其產生之電能最爲經濟,蓋若此可免材料運輸之煩;於是上述之利益更大見顯著. 命可以供用之工率爲  $\Delta = Ei$ , 自發電區至消費區間導線(長途導線)之電阻爲  $R$ , 於是在此電阻中損失而不能供用之工率爲  $\Delta' = i^2 R = \Delta^2 R / E^2$ . 故導線中能量之相對的損失值爲  $\Delta' / \Delta = \Delta R / E^2$ . 由此可知對於指定之工率  $\Delta$  及指定之導線電阻  $R$  言,電壓  $E$  愈高者,此值愈小. 此時導線中之電流強度自必亦隨之而愈小. 故以長途導線輸送電能時,電壓愈高,導線中之電流愈小者,愈爲經濟. 吾人輒於發電區用高電壓(100000 [伏特] 以上)將能量送出,而在消費區復以變壓器將其電壓降至任何所需之值.

383. 振動電路中之電振動. 一容電器之電容為  $C$ , 其外為電阻  $R$  及自感應  $L$  所接連(第384圖). 命在  $t=0$  時, 容電器內不問其由何種原因而有一電壓  $U_0$  存在, 其一導片上因之荷有陽電, 他導片上荷有等量之陰電. 此種電荷恆有欲經  $R$  及  $L$  而中和之傾向. 於是遂有電流發生,



第384圖 振動電路.

其強度隨時間而變化; 同時容電器內之電壓即因之下降. 命時間為  $t$  時容電器之電壓為  $U$ , 電流之強度為  $i$ , 容電器中之電荷為  $e=UC$ . 因電流  $i$  隨時間而變化, 故在該導體系中即有一自感應之應電動勢  $-L di/dt$  發生. 導體系中之分電壓為電阻  $R$  兩端之電壓  $iR$ , 及容電器兩導片間之電壓  $U=e/C$ . 按 Kirchhoff 氏第二定理,

$$-L \frac{di}{dt} = iR + U = iR + \frac{e}{C}. \quad (29)$$

將此式除以  $L$ , 而對時間微分之, 更以  $de/dt=i$  代入. 於是得

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{i}{LC} = 0. \quad (30)$$

吾人若命

$$\frac{R}{L} = 2\beta, \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2 \quad (31)$$

則(30)式可寫成

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + 2\beta \frac{di}{dt} + \omega_0^2 i = 0. \quad (32)$$

命時間為  $t=0$  時, 電流強度為  $i=0$ , 而容電器內之電壓



爲  $U=U_0$ . 於是上式之解式爲

$$i = -\frac{U_0}{L\omega} e^{-\beta t} \sin \omega t. \quad (33)$$

其中

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}. \quad (34)$$

再用  $i = de/dt = C dU/dt$  之關係,吾人又可得

$$U = U_0 e^{-\beta t} \frac{\omega_0}{\omega} \sin(\omega t + \varphi). \quad (35)$$

其中之  $\varphi$  以下二式定之

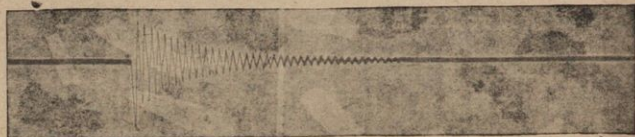
$$\sin \varphi = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad \cos \varphi = \frac{\beta}{\omega_0}. \quad (36)$$

因  $i$  爲負,故電壓與電流二者間之相常數差爲  $\pi - \varphi$ . 此項解式中,吾人曾假設  $\beta < \omega_0$ , 即  $R < 2\sqrt{L/C}$ ; 在實際情形中,此假設確亦恆爲合理.

(33)與(35)二式示明導體系中電流與電壓之振動,電壓  $U$  趨於電流  $i$  之前,其相常數之差爲  $\pi - \varphi$ . 在一切實際上重要之情形中,  $\beta \ll \omega_0$ , 故自(36)式,可知  $\varphi$ , 亦即  $\pi - \varphi$ , 頗與  $\pi/2$  相接近. 是即在振動電路中交流電壓之最大值幾與電流之最小值相合,反之亦然. 此種之現象稱曰電振動. 電流及電壓之振幅中均含有  $e^{-\beta t}$  一因數. 故此種之振動爲阻尼振動或稱減幅振動(§ 118).  $\beta$  之值愈小,即電阻  $R$  愈小則阻尼亦愈小. 此事頗易明瞭,蓋振動所以減幅之理,係由於振動能量之損失,即由於交流電流之作工,而其惟一與損

失有關之有效工率 (§ 379) 恆與電阻  $R$  爲正比。按 (34) 式,  $\beta$  之值不大時, 振動之角速  $\omega$  幾與  $\omega_0$  相等。此卽爲導體系之固有頻率, 已見於 § 378 。

電流強度達其最大值時, 自感應線圈中磁場之能量亦達其最大值; 電壓達其最大值時, 容電器中電場之能量亦達其最大值。此二最大值之相常數幾有  $\pi/2$  之差, 故磁場能量與電場能量週期的更番消長, 其後二場之能量逐漸因 Joule 氏熱之發生而終乃消盡。更明顯言之, 此時電子來回擺動於容電器二導片之間。電子在任一導片上靜止時則有位能 (容電器中之電場能量), 電子在二導片間奔波而成電流時則有動能 (自感應線圈中之磁場能量)。此與在一有摩擦阻力之媒質中擺動物體之情形完全相同, 其位能與動能亦更相交替, 同時振動之能量因受摩擦阻力而逐漸減小。第 335 圖示一阻尼電振動之經過情形, 用 Braun 氏管 (§ 307) 照相者。

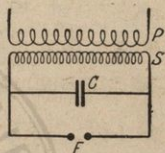


第 335 圖 阻尼電振動。

自 (31) 式知等幅振動之週期  $\tau$  與頻率  $\nu$  各爲

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LG}, \quad \nu = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LG}}. \quad (37)$$

欲示明電振動之現象，可用一振動電路；此由電花感應圈之副線圈  $S$ ，來頓瓶  $C$  作為容電器，與二金屬球間之電花隙  $F$  而成，其接線法如第 336 圖所示。感應圈之原線圈  $P$  與一斷續器相連，施以電壓而使之發動後，原線圈中電流一斷一續，副線圈中均有應電動勢發生，使容電器荷電。在每次感應作用休止以後，其繼起之感應作用尚未發生以前，容電器即放電於副線圈或電花隙中。容電器荷電至一電壓，



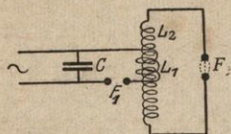
第 336 圖 示明電振動所用之裝置。

足以衝破二金屬球間之空氣柱時，此項現象尤迅捷進行。若用一轉動之鏡以觀察電花，則原在同一處隨時間先後而出現之現象可藉以展成空間內互相並列之奇觀，從此吾人可見每一外觀似為單獨之電花，實由許多迅速相隨之分電花所合成，此種分電花蓋即由於電路中每一來迴振動而生者也。此例中振動之減幅頗劇，因振動能量之大部份俱消費於電花之電阻中，而化熱四散矣。

384. Tesla 氏振動。欲產生高電壓之高頻振動，可用 Tesla 氏變壓器(第 337 圖)。其原線圈為一振動電路，由電容  $C$ ，自感應  $L_1$  及電花隙  $F_1$  而成。自感應  $L_1$  僅有線圈數匝，其旁有一副線圈與之偶合，副線圈之匝數遠較原線圈為多，其



自感係數為  $L_2$ 。原線圈之二端復接至一電花感應圈之副線圈以使之振動，一如 § 383 (第 336 圖) 所述。此項振動自行



放電於電花隙  $F_1$  之中，待至原線圈中之電壓降至不足突破電花隙之空氣柱時，放電作用即驟然停止。此時線圈  $L_2$  中磁通  $\Phi$  之變化絕速，

第 337 圖 Tesla 氏變壓器。  $d\Phi/dt$  可達一頗高之值，於是 Tesla 氏變壓器之副線圈中即有頗高之應電動勢產生，副線圈電花隙  $F_2$  之二端間即因之激成一頗高之電壓。若輸入原線圈中之電能頗為充足，則副線圈中發生之電流甚強，其方向倏此倏彼，交換絕速，於是其周圍因之有強烈之感應作用發生，雖在較遠之處，此作用亦曾不稍弱。無電極之放電管雖在離副線圈數 [米] 以外，輒亦因此變化迅速之強烈電場之作用而閃閃發光。

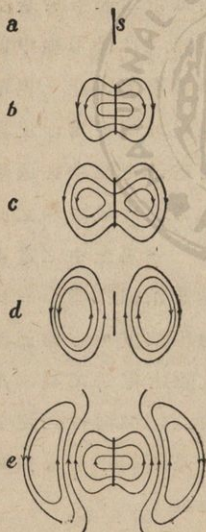
至此有一事頗足一述，即以直流電流通過人體，其強度若超過 5 [毫安培] 左右者，人體已不能忍受，但若通以上例中副線圈電路內強烈之高壓振動電流，則人體反可不傷絲毫。按 Nernst 氏之說，此時人體所以不致受傷者，實出電流之高頻所賜。太強之直流電流流過人體時，人體所以受傷者，乃因人體之導電係屬電解性，導電時恆有游子游移。若游移太劇，則大多數之游子將穿細胞壁而過，細胞中所含液體之成份即因之改變，而細胞受傷矣。高頻電流之方向繼

續迅速變換，游子僅在一極短距離內來回擺動，其位置自可無顯著之遷移。

385. 電波。吾人試取一最簡單之情形，以一直線導線作為一振動電路。此種導線中何以能發生電振動，當即於以下說明之。設導線以任何原因而作瞬時之極化，換言之，即某瞬間其一端有陽電荷過剩，其他端有等量之陰電荷過剩，而成一電偶。使之極化之原因——例如外電場——作用一經停止後，此過剩之電荷即有互相抵消之趨勢，於是陰荷過剩一端之電子即向導線之彼端奔流。此時導線中即有電流發生，直至陽荷過剩之一端中和後，電流方止。但電流之旁恆有一磁場，其力線咸周繞導線。此項磁場即反施一感應作用於導線；按諸 Lenz 氏定律，當電子電流尚在遞增之時，應電動勢必將其減弱。但在電荷方已完成中和之時，即在導線中使有電流發生之最初原因——導線中之電場——方已消滅之一瞬間，磁場即開始漸趨消滅；按諸 Lenz 氏定律，此時又有應電動勢發生，使電流繼續按其原方向而流動。電子之流至導線陽端者因之較其原有電子之數為多，而此時陰電荷反見過剩。一至磁場完全消滅，同樣之現象又復發生，惟此時方向與前者相反。於是導線中有電振動產生；此為一振動之電偶，即所謂振子是也。

吾人今將作一振子周圍電場與磁場之圖。振動開始及電流每次變換方向之時，與振子緊接之周圍僅有電場，其

力線自極偶之陽極指向陰極。每隔半次振動之時間，場向變換時，此項情形又復出現。自此狀態再歷四分之一振動週期後，電荷已完全中和，故振子周圍已無電場。但此時振子中電流最強，故其磁場亦為最強。在介乎此二狀態間之任何時間，振子密邇之周圍同時有電場與磁場存在；其一逐漸減弱時，其一逐漸增強。故電場與磁場之能量輪流交替，與前述振動電路 (§ 383) 中所遇者無異。



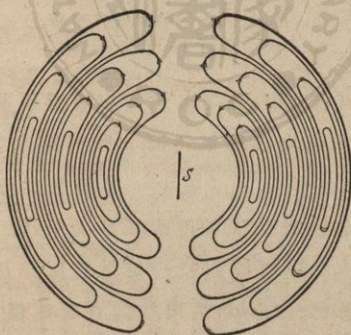
吾人試再觀察離振子稍遠處之情形。在振子密接之周圍內，電場與磁場之不斷的交替，吾人已於 § 327 中稱之為電磁擾動。在該節中併亦述及此種擾動在空間內向各方傳播，其速度與光速同，其間隨時變化之磁場之力線有電力線圍繞之，而隨時變化之電場之力線則有磁力線圍繞之。故在振子周圍之空間內恆充滿一隨時間作週期變化之電磁場，其能量咸自振子而來。由此可知振子恆輻射電磁能量於空間之中。第 338 圖示一振子  $S$  之電場在其軸面內之情形，起自振子之中和狀態 (a)。隔四分之一

第 338 圖 振動極偶之電場。

(採自 Pohl, Elektrizitätslehre) 一振動週期之時間後，振子兩端荷有



最大電量，其自極偶發出之電力線為數最多(b)。此後電力線之數逐漸減少，同時此種之電力線在空間內開始向遠方移動，各自變為閉合之曲線，而圍抱隨時變化之磁力線(c)。此種電力線逐漸背離極偶而別有所抱，從此向各方漫遊，儼成獨立之形矣。經過振動半週期之時間後，一切電力線已盡離極偶而悉自成閉合曲線(d)。其後週而復始，連續不已。第 339 圖更示一與振子相離較遠處之電力線圖形。與此電力線圖形相對者為垂直於極偶之平面內磁力線之圖形，如第 340 圖所示。試設想將此圖以  $90^\circ$  之交角插入第 339 圖中，則吾人從此可見隨時變化之電場力線與磁場力線互相圍繞之狀。



第 339 圖 振動極偶之電場。

(採自 Pohl, Elektrizitätstehre)

此處所述振子之振動輒以二種原因而減幅頗劇。一

方面由於其能量之化爲 Joule 氏熱而消失。另一方面空間內向各方傳播之電磁場能量既皆取給於振子，其振動能量自必逐漸減少。阻尼之起於此項原因者，稱爲輻射阻尼。

電磁場能量之週期振動稱爲電磁波，或稱 Hertz 氏波 (Heinrich Hertz 氏, 1888) 亦有簡稱電波者。上述之振子爲形式最簡單之電磁波發送器。



第 340 圖 振動極偶之磁場。

(採自 Pohl, Elektrizitätslehre)

吾人不可忽視上述之振子中亦有爲值絕小之電容及自感係數，與前述之振動電路同，其固有頻率仍可按 (20) 式 (§ 378) 由此二值計算之。蓋其一端任有某值之電荷  $e$  過剩時，即有一定值之電壓  $U$  出現，於是  $e/U=C$ 。導線中任有某值之  $di/dt$  時，其磁場恆迴授一定量之反作用於導線，因之引起一應電動勢  $-Ldi/dt$ ，是以知其有自感係數  $L$  也。

386. 斷路及通路之振動電路。振子之如 § 385 所述之形式者爲斷路振動電路，而在 § 383 中所述之振動電路則爲通路振動電路。通路振動電路者，其由自感應所生之磁場

能量有一大部份於磁場將次消滅時仍以感應作用而迴授於振動電路，使容電器中重建電場，而僅有絕小一部份之能量變為電磁波而輻射。故通路電路之輻射阻尼為值頗小，斷路振動電路則反是，其場能量大部份化為電磁波之形式而向各方發送。磁場對於電路之迴授感應作用頗小，而輻射阻尼較強。

故欲發送電磁波，須用斷路之振動電路。發送無線電報及無線電話時所用之天線，即作為此種斷路振動電路之振子者也。欲達發送強波之目的，吾人輒用一通路與一斷路之振動電路相偶合，而以任何方法連續將能量輸入前者之中，使之維持一強烈之振動。於是第一電路輸入第二電路中之能量即從此輻射於空中，而成電磁波。

387. 電波之接收。空間內任何一點，凡有電波到達者，輒以其電場強度之時易而有位移電流存在。若以導體置於該處，則按 § 326，其中即有傳導電流產生，其強度與方向皆按電場之節拍而變化。此種之電振動為強迫振動，其經過情形與發送處相應。該導體即可視作電波之接收器（接收天線）。若不用直線導線，則可用數匝之線圈（環形天線），其匝面須與電波傳來之方向相合。此時電磁波之磁場為有效部份。線圈中既有磁力線穿過，其多寡與方向均繼續變遷，故其中即有應電動勢產生，其變化之情形，完全相應於發送處之振動。



若以此種接收天線與一通路之振動電路相偶合，並將其調諧之使與外來之電波週期相同，則此即隨之共振。無線電報及無線電話中電波之接收，皆基是理。

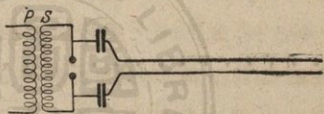
**388. Heinrich Hertz 氏之實驗。** Heinrich Hertz 氏(1888)用一導線，於其中部截開，使成一電花隙，作為小型之發送器(振子)，氏即因以發現電波之存在。氏將此二半段之導線接於一電花感應圈副線圈之二端。感應圈一經發動，其兩段導線之間即有電花越過，此種之發送器遂生振動，恰如在 § 385 中所述簡單之極偶然，惟阻尼力較強。(是與槌之擊鐘情形相仿。感應圈之電壓每一衝擊，發送器即以其固有頻率而振動。電壓每連續二次衝擊相隔之時間，與其振動之頻率無關，亦猶每二次擊鐘相隔之時間與鐘聲頻率之無關者完全相同。) 欲證明此種振子在空中發出之電波，Hertz 氏仍用一完全相同之器械，即中斷留有電花隙之直線導線或彎作環形之導線(電波共振器)。若將此導線置於發送器電力線之方向內，則因電場之作用而導線兩端間有電壓發生，此可自電花隙中有電花躍過而知之。

Hertz 氏實驗之動機實由於 Maxwell 氏之光之電磁說，謂光為一種電磁波之進行 (§ 461)。若此說確合事實，則由振動電路產生之電波，當亦示吾人所已知關於光之種種普遍特性，如反射，折射，繞射，偏極諸現象。事實上 Hertz 氏確曾一一證明，凡此種種特性，電波無一不具。至此，光之電磁

說始得一確切不磨之定論。今日已可另闢一電波“光學”，與可見光及其他光線之光學同。關於電波在電磁全光譜中之位置，見 § 465。

389. 二導線間電之駐波。第 341 圖示一振動電路，以電花感應圈之副線圈為其自感應線圈，此外尚包括二容電器及副線圈兩端間之電花隙。此項裝置與第 336 圖所示者頗為相似。惟此處之電路有平行之二導線以延長之。

感應圈發動後，電壓每有一次衝擊，容電器立即荷電，直至將有電花突破電花隙中之空氣柱而止。一達此值後，電路即以其固有頻率而



第 341 圖 Lecher 氏導線系。

振動。待至第二次電壓衝擊襲來，電路又被激而作第二次之振動。若二平行導線之長度適宜，則沿此二線上可見下述之現象。試取一無電極之放電管，中儲稀薄之稀有氣體，如氖，橫置於二導線之上。若將此管沿此二導線移動，則吾人可見在某處時管能發光，再往前移，光漸黯淡，而終至消滅；其後又明，明而復黯。繼續向前移動，明黯相間不已。放電管最明諸處在線上之距離彼此相等，而光滅諸處則適在每二最明位置之中間。自此現象可知二導線間之電場，亦即二導線間之電壓，沿線上順次作週期之變化。放電管無光之處，電場為零，即二導線間無電壓存在。事實上吾人若於

此等之處橫置一導線將二導線連接之，其現象可毫不因此而稍受擾亂。蓋以導體連接電位相同之二點，自無新現象發生也。

上述之現象可譬諸力學中之駐波 (§ 127)，例如 Kundt 氏管 (§ 143) 中所見聲之駐波是。事實上此處所遇者確為電之駐波。其所以出現者，係因由振動電路發出之電振動沿各導線前進，至線端而反射所致；苟導線之長度適宜，則來回波發生干涉，而駐波以成。其電壓之節與腹彼此相隔  $1/4$  波長，與聲波之壓節與壓腹相似。但在二導線上相對各點處，其振動之相常數恆相差  $180^\circ$ 。故電壓為腹處二導線間之電場為最強，而電壓為節處電場消滅。

自節與腹間之距離，可計算電振動沿導線前進時波長  $\lambda$  之值（參閱與此完全相同之聲波測量法，§ 143）。按 (37) 式 (§ 383)，若吾人已知振動電路中之電容  $C$  及自感係數  $L$ ，則可由此算出振動之頻率  $\nu$ ；更用  $c = \nu\lambda$  之關係 (§ 124)，可算出導線上電振動之傳播速度。若導線為良導體，則其結果幾與光速相等。此事已於 § 247 中述過，其所以然者，蓋因此處電場與磁場沿導線上得以傳播之主要原因係由於二導線間位移電流之感應作用，而此項感應作用，確以光速傳播也。

導線上電壓為節之處電流強度為腹，反之亦然。導線之自由端必恆為電流之節，故為電壓之腹。容電器灌電及放電時電流流入導線之處必為電流之腹。總上所述，知一

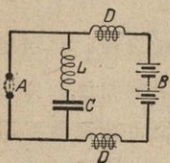


導線系中，凡導線之長為四分之一波長之奇數倍者，皆可駐波發生。

390. 無線電報。最初之無線電報中輒以如 § 383 所述之振動電路為產生電波之用，而以之與一天線相連。當電花迅速連續發生時，每有一電花，即有一電波由此振動電路發出；但因電花中阻尼頗大，故此種之電波減幅極速。在一個電花發生後極短之時間內，尙遠在第二個繼起之電花發生以前，電波早已消滅淨盡。感應圈之原線圈中接一電鑰，按欲發之 Morse 氏電碼之節拍而啓閉之，於是即有與電碼相應之電波隨之發出。收報處有一特製之儀器，可使接收電路中被激而生之振動變為可聞之聲，而藉以察知發來之電碼，或另用他法以攝取之。

此種減幅振動之電報有種種不利之處，其最要者，如減幅波不僅可激發調諧完全合節之電路，使之振動，即其相鄰波長之電路輒亦多寡受其影響而隨之振動 (§ 121)。無線電報網愈密，此項缺點愈顯；除其他不便外，更足互相招致嚴重之擾亂。故近代之無線電報幾已完全改用等幅電波矣。

391. 機械發送器。Poulsen 氏振動。自發電機發出一高頻之交流電流，每亦可視為產生等幅波之一種方法，而不用振動電路之固有振動。今日已有某種之裝置發明，可賴以使若此產生之振動頻率倍加，或竟數倍之。例如德國 Nauen 地方之大電臺，即用此法。



第 342 圖 Poulsen 氏  
接線法。

此外另有一種產生等幅振動之法，係由 Poulsen 氏發明。第 342 圖僅示其原理，不涉工業上實施時之詳情。電弧  $A$  之二炭棒為直流電流（電流源  $B$ ）所激發，而與自感應  $L$  及電容  $C$  相連接。此二者與電弧  $A$  合成一振動電路，蓋電弧猶如一電阻也。

Poulsen 氏電路之所以能發生振動，係由於電弧之有下降特性曲線 (§ 293)。其大概之情形可述之如下。電弧之原動電壓，亦即電路中容電器內之電壓，恆不免有些許之起落。試設想在極短之一瞬間內，電壓忽上昇一頗小之值，但隨即恢復原狀。電壓稍昇時容電器之電荷亦稍增，迨電壓仍返原值後，此多餘之電荷即放電於電弧之中，此時遂有振動發生，其頻率即為電路之固有頻率。此項振動中設在某一位相時適逢其振動電流與電弧中原動電流方向相同，則二者必相合而增強；電弧既具有下降之特性曲線，其電阻必因之減小，而電流更行增強。但若逢一位相，其二電流方向相反，則電弧中之電流將為此項振動所減弱；此時電弧之電阻增加，而電流更行減弱。故振動可因電弧放電之此項特性而增強。振幅每有增加，其對於電弧之作用亦隨之增加。迨電路中由於 Joule 氏熱及輻射所損失之能量等於自直流電源輸入之能量時，上述之增強作用方達其極限。此項能

量之輸入——換言之，即以直流之電壓維持容電器之電壓使其常定不變——可延長電路中之電振動，不使其減幅。導線中尚接有二抗流線圈  $D$ ，因其自感係數頗大（鐵心），故對於振動呈頗大之交流電阻（§ 376），但因其 Ohm 氏電阻頗小，故不致減弱直流之強度，但可阻止振動之逸入直流線網中。

欲使振動均勻，電弧須燃於氫氣之中。

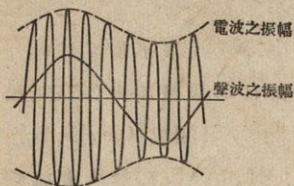
吾人於選擇此種電路中之自感係數及電容時，每使其頻率適在音之可聞限度以內。此種之電振動在接收處以聽筒聽之，即已成音，最為便捷（成音頻率）。

流過電弧中之電流恆隨電振動之一切變化而增減，故電弧之溫度亦依相同之節拍而起落。其周圍空氣之溫度遂隨之變化，此可由空氣壓力之變化而知之。此項壓力之變化向各方四播，即成聲波，故電弧能作鳴聲。

今日最通用之等幅電振動產生法，皆賴真空管，當於 § 395 中述之。

**392. 無線電話之原理。** 前在 § 371 中，嘗述過電話之理在將自發話機傳至收話機之電能量使按欲傳之聲音而調幅。無線電話中吾人可將電波之振幅隨逼入之聲音而調幅，亦與尋常有線電話中之直流無異。至於若何調幅之法，則當於 § 395 中說明之。例如第 343 圖所示者，即為一業經調幅之電振動強度若何變化之狀。（此與拍音之情形相似，





第343圖 業經調幅之電振動。

事實上每拍中恆含有許多之單振動；例如無線電波中，其數約在 100 至 20000 之間。吾人可見二最大值間之距離相當於調幅聲音之一個波長。

此種之調幅法僅能應用於等幅波，蓋減幅波本身之強度已自起落不定也。

接收之法乃在將外來電波中電能強度之起落變為聽筒中薄膜之同樣的振動。但在業經調諧之電路中出現之振動尚不能逕行導入聽筒之中。苟若是，則薄膜將隨電波之每一單獨振動而振動；然薄膜笨滯，決不能伴隨若此迅速之振動。其結果必至薄膜無所適從，事實上即靜止不動，而無相應於調幅頻率之聲音可聞矣。欲達此目的，吾人須先將接收振動電路中之振動『整流』之，即於聽筒及振動電路之間須插入一種裝置，務使僅有向一方之電流強度變化得以由此通過，而向他方者則不能通過。第 344 圖即示一按此法整流後之調幅振動。

此種振動在聽筒中之作用有如下述：聽筒之薄膜具有慣性，不能伴隨每個若此迅速之振動，而僅能伴隨同一



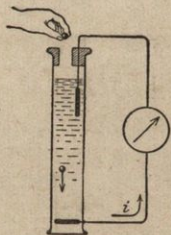
第344圖 整流後之調幅振動。

方向許多振動在任何時間之平均值而彎曲。但此項平均

值時有起落，相應於調幅時所壓入之振動。薄膜彎曲之多寡亦時有變易，其節拍與調幅時之聲振動同，此時薄膜所受之作用力恆向一方，蓋電流之方向已經整流而恆向一方也。故薄膜之運動可以第344圖中之正弦曲線示之。

欲將一振動整流之，恆需一種儀器，能使電流向一方極易流過，而向他方則極難，如一單方之活門對於一脈動之水流然。此種之儀器稱為整流器。無線電話中有二種整流器最為通用，即晶體檢波器及真空管是。

393. 用晶體檢波器之接收。晶體檢波器為一晶體——最適用者，如自然之硫化鉬，硫化鉛，硫化鋅，硫化鐵等——，其表面上之一處與一細導線之尖端相接觸。此接觸之處有一特性，即電流由一方流過較易，由反方向流過頗難（單向電阻）。此項特性不難用一電流計及一蓄電池接以足夠之串聯電阻以證明之。電流計之示度在電流向一方流過時遠較向他方流過時為大；若晶體面上之接觸點選擇得宜，則一方之電流直可完全被阻。第345圖所示利用此種檢波器之接收儀器中接線之法即按此設計。自感應  $L$  及電容  $C$  組成一振動電路，其電容之大小可以改變，故可調諧之，使迎合其相連天線中外來振動而與之共振。



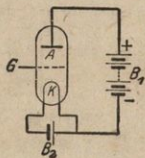
第345圖 晶體檢波器之接收。

由容電器中電壓之起落可產生一脈動之電流，流過聽

筒  $T$ , 其脈動之節拍合於調幅時之振動, 但經過檢波器  $D$  時, 僅有一種位相可以通過. (以下諸圖中, 凡電容之有一箭頭者示一轉動容電器, 其電容之值可以連續變更).  $E$  爲接地之導線 (最簡單者, 即接於自來水管或煤氣管), 稱爲地線.

此法中聽筒薄膜之激動, 純賴天線自外來電波中所獲得之微弱能量, 故用品體檢波器以接收電波者, 僅以離發送電臺不遠之區域爲限, 其遠近視發送能量之強弱而異.

394. 用真空管之接收. 用真空管以接收電波時, 天線所獲得之振動能量僅用以控制一較大之他種能量, 此項能量則取給於電池組或電燈之電線網, 故與用品體檢波器時不同. 真空管亦名熱游子管 (第 346 圖), 爲一抽去空氣之玻璃管. 管中有燈絲  $K$ , 可以電池組  $B_2$  燃之, 使之發射電子 (§ 284), 作爲陰極; 此外有一所謂柵極  $G$ , 實際上爲一捲成螺旋狀之導線 (第 347 圖), 以陰極爲其軸; 最外乃爲一陽極  $A$ , 實際上爲一與陰極及



第 346 圖 真空管略圖.



第 347 圖 真空管.

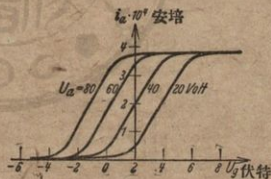


柵極同軸之金屬圓筒，將二者包圍於其內。此三者均由導體分別接至管外。

陰極與陽極之間接以電池組  $B_1$ 。電池組  $B_2$  僅用以加熱陰極。若無柵極存在，則自熾熱燈絲發出之電子將因其所受之電壓而趨向陽極，不受絲毫阻力。柵極之空隙中，大部份電子仍可穿越而過，但若於柵極上施以電壓，則電子有時仍能穿過柵極而得達陽極，有時不能，視柵極與陰極間電壓之大小及其方向而異。

若柵極對於陰極有一頗高之陰電壓  $U_g$ ，則通常無一電子能達到陽極，蓋陰極與柵極間之電場足以阻止全數電子，使其折回陰極也。此時到達陽極之電流為  $i_a = 0$ 。柵極電壓昇至某一負值時，陽極電流方始出現，此時所需柵極電壓之值與陽極電壓  $U_a$  有關。

第 348 圖示一真空管在不同之陽極電壓  $U_a$  下之所謂柵極特性曲線。由圖中可見自某定值之柵極電壓起，陽極電流



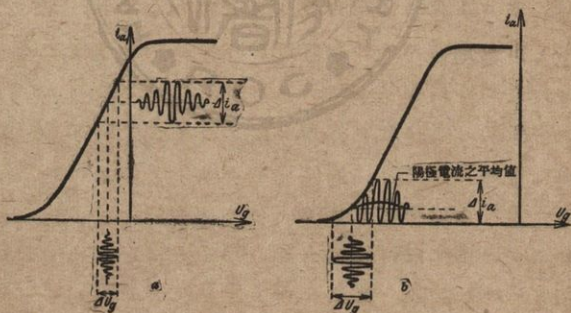
第 348 圖 真空管在不同之陽極電壓  $U_a$  下之柵極特性曲線

逐漸增加，而終達一常定之飽和值。此外尙可見陽極電壓  $U_a$  增加時，特性曲線逐漸向柵極電壓遞增之一方移動。

柵極之電壓對於陰極為負時，已可有陽極電流發生；驟視之，此事似甚奇特。實則由於柵極特殊之構造，恆多寡有

數條力線由陽極直接趨至陰極，於是電子即沿此種力線而自陰極流至陽極；上述之現象即源乎是。陽極電壓愈高者，此種力線之條數亦愈多。故陽極電壓頗高時，柵極電壓雖低，已可有陽極電流發生。除此以外，尚有柵極特性曲線之斜度。此二者實為真空管主要動作之標識。

業經調幅之振動可藉真空管以整流及放大之。今試先述其放大作用。此時吾人須選擇某定值之陽極電壓  $U_a$  及柵極電壓  $U_g$ ，務求後者約相當於柵極特性曲線直線上昇部份中段之一點，且此點須在負值柵極電壓範圍以內。業經調幅之振動，電壓設有  $\Delta U_g$  之起落，今若欲將其放大，則可使其與選擇適宜之柵極電壓相合（第 349 圖 a）。於是柵極



第 349 圖 真空管之作用，a. 作放大用，b. 作整流用。

電壓即隨之以同一之節拍而增減其振幅，其增減多寡之比，與原振動同。柵極電壓每有變更，陽極電流亦必隨之而變，

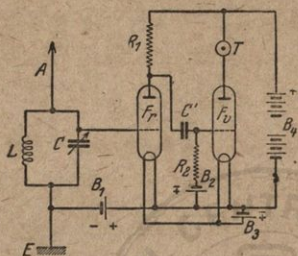
故陽極電流  $i_a$  亦依原振動同一之節拍而起落，其幅正比於  $\Delta U_g$ 。此項陽極電流之起落值  $\Delta i_a$  遠較由接收所得之振動而來之微弱電流之起落值為強，此微弱電流者，即使柵極電壓作週期的變化者也。故振動可藉以大增。陽極電流之變化又逕可用以作為第二放大真空管內柵極電壓之變化，而振動藉以更行放大。

以真空管作為整流之用者，通常有種種處理之法。此處吾人僅述一種最易明瞭之方法，即所謂整流放大法是。此時吾人選擇之柵極電壓務使其相應於特性曲線下部彎折之處（第349圖b）。欲將其整流之振動仍使與柵極電壓相合，於是柵極電壓即依原振動之節拍與振幅而生  $\Delta U_g$  之起落。陽極電流  $i_a$  因亦依此振動之節拍而增減。但此處吾人所用者非為特性曲線之直線部份，故陽極電流之起落值  $\Delta i_a$  不復與  $\Delta U_g$  之起落值成正比，此不難自第349圖b見之；陽極電流之幅，相應於柵極電壓之正幅者較相應於負幅者為大。故陽極電流之振動已多寡偏向一方，而其平均值之變化因示一單向之振動，其週期恰與調幅時原振動之週期相合。若此，則振動已被整流，一如吾人之意，且同時又被放大，如用純粹之放大真空管然。整流放大管之名即以此。此種之振動若再以一放大真空管更行放大之，則其振幅之單向性自可仍舊保持。故振動仍得維持其整流後之特性。

第350圖示一簡單接收機之接線法略圖，一整流放大



管  $F_r$  及一放大管  $F_o$  (本地接收機)。電容  $C$  及自感應  $L$  二



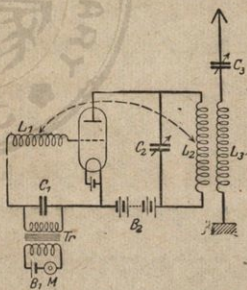
第 350 圖 簡單接收機用一整流放大管及一放大管之接線法。

者組成一可以調諧之振動電路，其下接連至地：自天線  $A$  而來之振動激發此項電路，使之振動。容電器中電壓之起落直接傳至整流放大管  $F_r$  之柵極；欲其實現第 349 圖  $b$  所示之情形，故有電池組  $B_1$  之設置，使柵極經過  $L$  而對於  $F_r$  之陰極恆有必需之負電壓。 $F_r$  之陽極經過一頗高之電阻  $R_1$  (數百萬歐姆) 而接於電池組  $B_4$  之陽極，電池組之電壓約為 100 [伏特]，其陰極則接於  $F_r$  之陰極。自  $F_r$  之陽極又引一導線至容電器  $C'$ 。命  $E$  為電池組  $B_4$  之電動勢， $U_a$  為陽極電壓， $i_a$  為陽極電流。於是  $E = U_a + i_a R_1$ ，或  $U_a = E - i_a R_1$ 。陽極電壓以及容電器  $C'$  中之電壓皆起落不定，其節拍及振幅比率二者均與業經整流而放大之陽極電流  $i_a$  同；此項電壓之起落即經過容電器而傳至放大管  $F_o$  之柵極，振動藉以更行放大。 $F_o$  之柵極經過電阻  $R_2$  而接於電池組  $B_2$  之陰極，俾其負電壓頗高，而合於第 349 圖  $a$  所示之情形。此管之陽極經過聽筒 (揚聲器) 而接於電池組  $B_4$  之陽極。電池組  $B_3$  使二管之陰極熾熱。業經放大及整流之陽極電流流過聽筒之中。聽

筒之薄膜慣性頗大，自不能拌隨電流之各單個振動。薄膜僅能隨平均陽極電流之起落（第349圖b）而振動；苟放大時毫無畸變，則薄膜之振動可完全與原音之振動相應，此原音者，即接收所得之振動會用以調幅者也。故調幅時所用之聲音復於聽筒中得之。

其他之儀器及接線方法，用以改善及增強接收之效力者，不勝枚舉，此處未及一一詳述之。

395. 用真空管以產生振動。今日產生振動最常用之法亦基於熾熱陰極管之應用，此種之管與接收時所用者原理上完全相同，惟遠較之為大。發送電波最簡單之一種接線法，如第351圖所示。真空管之柵極經過自感應線圈  $L$  及變壓器  $T$  之副線圈而與管之陰極相接，副線圈又與容電器  $C_1$  相並聯。自感應  $L_2$  及電容  $C_2$  二者組成一可以調諧之振動電路；此振動電路一方與真空管之陽極相連，一方與電池組  $B_2$  之陽極相連。自感應  $L_2$  與天線振動電路之自感應  $L_3$  以互感作用而相耦合（圖中僅以圖解法表示之）。天線電路中尚接有線容  $C_3$  以作調諧之用，其他一端與地相接。線圈  $T$  復與  $L_1$  耦合，二者互相緊靠（圖中以箭矢



第351圖 發送電波之簡單接線法略圖。

之自感應  $L_3$  以互感作用而相耦合（圖中僅以圖解法表示之）。天線電路中尚接有線容  $C_3$  以作調諧之用，其他一端與地相接。線圈  $T$  復與  $L_1$  耦合，二者互相緊靠（圖中以箭矢

示之，但爲易於醒目計，故將二者分離繪出)。柵極電路中變壓器之原線圈與微音器  $M$  及電池組  $B_1$  連成一通路。

上述之裝置恆能自行激起振動。電子電流自陰極流至陽極。此種電流之強度恆有些微之起落，於是振動電路中容電器  $C_2$  二導片間之電壓或上昇至其正常值以上，或下降至此值以下。第一次此種偶然之起落停止後，容電器卽有仍欲恢復其原狀之傾向。若阻尼頗小，則復原時恆卽成爲振動電路中之振動，吾人前已數見之。此項振動初頗微弱，但因  $L_2$  與  $L_1$  之互感作用而傳至柵極，其電壓之起落可以控制電子電流，使之亦隨振動之節拍而起強弱之變化。電子電流流經振動電路 ( $L_2 C_2$ ) 中，因卽激起更強烈之振動。此電路之振動愈強，其傳至柵極之作用亦愈強。迨振動電路之能量因向各方輻射以及其他原因而損失之值，等於由電子電流輸入能量之值，換言之，亦卽柵極電壓起落之振幅幾與陽極電壓相等時，上述之放大作用方達其極限而不再增加。故在陽極電路中產生等幅振動；此項振動由  $L_2$  感應  $L_3$  而傳至天線電路，從此輻射於空中。

欲將振動調幅，可用微音器  $M$ 。聲波到達微音器後，變壓器原線圈中之電流強度因卽起落不定，以互感應作用而傳至副線圈，由此更傳至柵極，柵極之電壓卽隨之變化，於是真空管中之電子電流，以及振動電路中振動之振幅皆因之隨聲波振動之節拍而起變化。故發送之電波可任意將其



調幅。

圖中所示之接線法僅表其基本原理。無線電話大規模之發送電臺(廣播電臺)上所用之接線法恆遠較此為複雜。

由此法產生之等幅電波自亦可用以發送電報，與電話同。Morse 氏電碼之傳達不過為一種最簡單之調幅。外來之電波既可任意放大，故吾人可用為此種電波所控制之電流以發動某種之儀器，使之直接將 Morse 氏電碼記出。



三  
台北街小四十二號  
電話：二四四五



1-3  
144-