目　　錄

第一章　靜電場

第二章　平行鈑電容器

第三章　靜電場問題舉例

第四章 部分電容

第五章 拉蒲那及普阿松方程

第六章　電場中的力和能

第七章　穩定電流場

第八章　緩變電場

第九章　磁場

第十章 磁場計算

第十一章 自感及互感

第十二章 磁場中的力和能

第十三章 緩變磁場

第十四章　電磁波

第十五章　因次及單位

第 一 章

靜 電 場

1-1. 電場强度.

若將甲乙兩帶正電物體放在空氣中,其間有一距離,由實驗知甲乙之間有斥力存在. 以前自然科學家認爲不相接觸兩物體間的斥力係由於**超距作用**. 但舊的超距學說不能解釋許多新的實驗結果.

後法拉第發見各種電的現象不僅與電荷有關,且與電荷間的**介質**有關;因此乃倡**場的理論**. 依場的理論,當帶電體甲放在介質中後,它附近空間的情況和以前不同. 若在空間的某任意點放置另一帶電體乙,它即受到一力. 因帶電體乙所在處有一**電場**存在;此電場對帶電體乙產生力的作用. 依舊的超距理論,帶電體乙所受之力係直接來自帶電體甲;且此力的作用係即時的. 換言之,舊的超距理論認爲帶電體甲的電荷如有增減,帶電體乙所受之力將立即隨之而增減,毫無滯後現象. 但場的理論則認爲帶電體甲所生的電場的發展速度係有限大的. 由無線電訊號收發實驗知:發報機發出的訊號必需經過一段時間始能達到收報機;因此,場的理論合乎事實,故舊的超距理論已被放棄不用.

將電荷 Q 放在介質中某點,若電荷受到一力(並非地心引力),則該點即有電場存在. 在電場中不同點上,同一電荷 Q 所受的力可能不同,因電場的情況各點可能不同. 電荷在電場中所受的力的大小可依**電場强度**計算.

如在電場中某點,電荷所受的力大,則該點的電場强度亦大. 本書以 $\mathfrak{E}$ 表示電場强度. 在電場中同一位置由實驗知:帶電體所受力的 F 與其電荷 Q 成正比

$$\boldsymbol{F} = \mathfrak{E}Q, \tag{1.1.1}$$

其中力 $\boldsymbol{F}$ 爲一矢量，電荷 Q 爲一標量，故電場強度 $\mathfrak{E}$ 必爲一矢量．本書用重體字母表示矢量．吾人已在第一部第 10 章中規定正電荷在電場中某點所受的力的方向卽爲該點電場強度 $\mathfrak{E}$ 的方向．從(1.1.1)得 $\mathfrak{E}$ 的定義爲

$$\mathfrak{E} = \lim_{Q\to 0}\frac{\boldsymbol{F}}{Q}; \tag{1.1.2}$$

卽電場中某點的電場強度 $\mathfrak{E}$ 爲電荷趨近於零時、該點上正電荷所受到的力與電荷之商的極限． 在測定時電荷對觀察人係相對靜止的；電荷必須極小，否則原來電場將受到干擾而有變動．

在米、仟克、秒制中，電荷的單位爲庫或安-秒；力的單位爲牛頓．由力學的單位知：1 焦爲 1 瓦-秒，1 牛頓爲 1 焦/米或 1 瓦-秒/米．爲使各物理量的單位化成最簡單的關係，吾人需運用**因次方程**．物理學中的因次方程係表示一**導出量**與**基本量**的因次關係．爲了區別因次方程和一般方程的不同，乃用方括弧加在每一物理量的符號上．例如將(1.1.1)改成因次方程，得

$$[F] = [\mathfrak{E}][Q] \quad 或 \quad [\mathfrak{E}] = \frac{[F]}{[Q]}. \tag{1.1.3}$$

其中$[\mathfrak{E}]$表示電場強度的單位，$[F]$ 及 $[Q]$ 各表示力及電荷的單位❶．(1.1.3)可用下列方程簡化

$$[\mathfrak{E}] = \frac{[F]}{[Q]} = \left[\frac{牛頓}{安\text{-}秒}\right] = \left[\frac{瓦\text{-}秒}{米\text{-}安\text{-}秒}\right] = \left[\frac{安\text{-}伏}{米\text{-}安}\right] = \left[\frac{伏}{米}\right]. \tag{1.1.4}$$

不論在有理化或無理化的米、仟克、秒制中，電場強度的單位皆爲伏/米．在靜電單位制中，電場強度的單位以$[\mathfrak{E}_s]$表示．

$$[\mathfrak{E}_s] = \left[\frac{靜伏}{厘米}\right].$$

其中靜伏爲靜電單位制中電位差的單位．在電磁單位制中，電場強度的單位以$[\mathfrak{E}_m]$表示，

❶ 若單位選擇適當，因次方程與單位方程相同，參考第 15 章第 3 節．

$$[\mathfrak{E}_{磁}] = \left[\frac{絕伏}{厘米}\right],$$

其中絕伏爲電磁單位制中電位差的單位.

電機工程師所遇到的電荷多半由電子所組成. 電子的電荷 q 及質量 m 各爲

$$q = 1.6 \times 10^{-19} \text{安-秒},$$

$$m = 9.1 \times 10^{-31} \text{仟克}.$$

假定有一均勻電場,其中各點的電場強度爲 50伏/米,方向係垂直向下. 每一電子在此電場中所受到的力爲

$$\boldsymbol{F}_1 = q\mathfrak{E} = 1.6 \times 10^{-19} \times 50[\text{安-秒-伏/米}]$$

$$= 8 \times 10^{-18}\left[\frac{\text{瓦-秒}}{\text{米}}\right] = 8 \times 10^{-18}[\text{牛頓}].$$

因電子帶負電,故 $\boldsymbol{F}_1$ 的方向與電場強度的方向相反,卽爲垂直向上. 每一電子所受垂直向下的地心引力爲

$$\boldsymbol{F}_2 = 9.1 \times 10^{-31} \times 9.8[\text{仟克-米/秒}^2] = 8.9 \times 10^{-30}[\text{牛頓}].$$

因此,電場的力與地心引力的比爲

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{8 \times 10^{-18}}{8.9 \times 10^{-30}} = 9 \times 10^{11}.$$

此電場中各點的電場強度僅爲 50伏/米,並不太大;但電場對一電子的力與地心對此電子引力之比已大至 9×10^{11} 倍. 電機工程上所遇到最重分子的質量約爲電子的數十萬倍;故在此 50伏/米的電場中,電場作用於離子的力與地心引力的比仍大至數百萬倍. 因此,以後述及帶電體在電場中所受的力時,不必考慮地心引力.

產生電場的方法係將電荷放置於絕緣的介質中. 若電荷的位置及其所帶的電量不因時間而變,則此電場稱爲靜電場. 在本書中穩定電流場章以前,如無特別聲明,所稱電場皆指靜電場而言.

1-2. 帶電體在靜電場中移動時能量的變化.

依圖 1.2.1，設有帶正電體 Q，受到外界機械力 $\boldsymbol{F}$，在電場中沿曲線 abc 移動．$\mathfrak{E}$ 爲曲線 abc 上任意點 b 的電場強度，其量值爲 $\mathfrak{E}$(輕字體表示矢量的量值)．此正電荷在該點所受到電場的力爲 $Q\mathfrak{E}$，其方向與 $\mathfrak{E}$ 相同．在 b 點作切線 dbd'．設 $\boldsymbol{F}$ 與切線的夾角爲 α(假定 α 小於90度)，$Q\mathfrak{E}$ 與切線的夾角爲 θ．從力學原理知：$\boldsymbol{F}$ 的法線分量與 $Q\mathfrak{E}$ 的法線分量之和僅影響帶電體移動的方向．而 $\boldsymbol{F}$ 與 $Q\mathfrak{E}$ 的切線分量，則僅能改變帶電體速度的量値．換言之，$\boldsymbol{F}$ 及 $Q\mathfrak{E}$ 的切線分量之和爲使帶電體產生加速度的力．若帶電體的質量爲 m，速度的量值爲 v，吾人可寫出

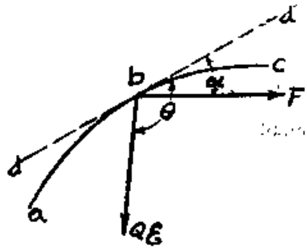

圖 1.2.1

$$F\cos\alpha + Q\mathfrak{E}\cos\theta = m\frac{dv}{dt}. \tag{1.2.1}$$

因

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dl}\cdot\frac{dl}{dt} = v\frac{dv}{dl},$$

其中 t 及 l 各代表時間及曲線上移動的距離，故有

$$F\cos\alpha\,dl + Q\mathfrak{E}\cos\theta\,dl = mv\,dv. \tag{1.2.2}$$

移項，得

$$F\cos\alpha\,dl = mv\,dv - Q\mathfrak{E}\cos\theta\,dl. \tag{1.2.3}$$

上式左邊表示外力使帶電體移動 dl 距離所作的功

$$dW = F\cos\alpha\,dl. \tag{1.2.4}$$

(1.2.3)右邊第一項 $mv\,dv$ 可寫成 $d(\frac{1}{2}mv^2)$，因 $\frac{1}{2}mv^2$ 代表動能(用符號 KE 表示)，故又可寫成

$$mv\,dv = d(\tfrac{1}{2}mv^2) = d(KE). \tag{1.2.5}$$

當 $\theta > 90^\circ$ 時(1,2.3)右邊第二項($-Q\mathfrak{E}\cos\theta\,dl$)的數值爲正．此時 $Q\mathfrak{E}\cos\theta$ 的方向與 $F\cos\alpha$ 的方向相反(因爲已假定 $\alpha < 90^\circ$)，故帶正電體的行動係逆着電場之力而運動．再參考(1.2.3)，外力對帶電體所做的功，除去一部分係增加其動能外，其餘部分係克服電場的力，供給帶電體移動 dl 距離所需的能量．

依能量不滅定律,此部分能量必係用於增加帶電體在電場中的位能(用符號 PE 表示);因此,得

$$d(PE) = -Q\mathfrak{E}\cos\theta\,dl. \tag{1.2.6}$$

在 $\theta > 90^\circ$ 時,$d(PE)$ 為正. 依圖 1.2.1, 當 $\theta < 90^\circ$ 時,$Q\mathfrak{E}\cos\theta$ 的方向與 $F\cos\alpha$ 的方向相同,電場及外力同時皆使帶電體的動能增加. 電場既對帶電體做功,則帶電體在電場中的位能必因此而減少;此時 $d(PE)$ 為負. 從(1.2.3)至(1.2.6),知帶電體在電場內移動時功和能的關係為

$$dW = d(KE) + d(PE). \tag{1.2.7}$$

若將(1.2.3)取積分,積分的途徑係沿圖 1.2.1 中曲線由 a 至 b,得

$$\int_a^b F\cos\alpha\,dl = \int_{v_a}^{v_b} mv\,dv - \int_a^b Q\mathfrak{E}\cos\theta\,dl, \tag{1.2.8}$$

其中 v_a 及 v_b 分別為帶電體在 a 點及 b 點的速度. (1.2.8)左邊的定積分係外力對帶電體所作的功

$$W = \int_a^b F\cos\alpha\,dl. \tag{1.2.9}$$

上式中 dl 亦可當作一矢量,用重體字 $d\boldsymbol{l}$ 表示,其量值與移動的距離相同,其方向與移動的方向相同. 在矢量分析中,$\boldsymbol{F}$ 與 $d\boldsymbol{l}$ 兩矢量間的**標積**為 $\boldsymbol{F}$ 的量值和 $d\boldsymbol{l}$ 的量值相乘後,再乘以兩矢量間夾角的餘弦. 乘出之結果為一標量. 一般將此種乘法寫成 $\boldsymbol{F}\cdot d\boldsymbol{l}$, 故此乘法又稱為**點積**. 根據標積乘法的定義, (1.2.9)可以寫成

$$W = \int_a^b F\cos\alpha\,dl = \int_a^b \boldsymbol{F}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.2.10}$$

(1.2.10)所表示的定積分稱為**線積分**. 其意義為:分割圖 1.2.1 中曲線 ab 成許多小段 Δl, 若 Δl 甚短,則用各段 Δl 乘以 $\boldsymbol{F}$ 在各該段的射影,然後相加;當段數無限增加時,所得之和的極限即為 $\boldsymbol{F}$ 沿曲線 ab 的線積分. 積分的上下限為線積分途徑中的起終點. 計算線積分時,積分所取的途徑以及在此途中各點 $\boldsymbol{F}$ 的大小及方向必須已知. 如帶電體在 a,b 兩點的速度 v_a 及 v_b 為已知,則(1.2.8)右邊第一定積分可寫成

$$\int_{v_a}^{v_b} mv\,dv = \frac{1}{2}mv_b^2 - \frac{1}{2}mv_a^2 = (KE)_b - (KE)_a. \quad (1.2.11)$$

此定積分表示帶電體從 a 至 b 所獲得的動能. 式(1.2.8)右邊第二項亦爲一線積分

$$-\int_a^b Q\mathfrak{E}\cos\theta\,dl = -\int_a^b Q\boldsymbol{\mathfrak{E}}\cdot d\boldsymbol{l} = (PE)_b - (PE)_a. \quad (1.2.12)$$

此線積分表示帶電體從 a 點移至 b 點時電場的位能的變化.

從場的觀點來說,$(PE)_b$ 或 $(PE)_a$ 應認爲帶電體在 b 點或 a 點時電場的位能. 因電場中除去帶電體的位置由 a 點移至 b 點外其他情況完全未變(假定電荷甚小),爲簡明計,稱$(PE)_a$ 或$(PE)_b$ 爲帶電體在 a 點時或 b 點時的位能. 由(1.2.8)到(1.2.12)各式的意義知:外力對帶電體所作的功 W,除去一部分用以增加帶電體的動能外,另一部分係用以增加帶電體在電場中的位能

$$W = (KE)_b - (KE)_a + (PE)_b - (PE)_a. \quad (1.2.13)$$

如帶電體在 a 點時的速度與在 b 點時的速度相同,則

$$(KE)_b - (KE)_a = 0;$$

因此得

$$W = (PE)_b - (PE)_a. \quad (1.2.14)$$

即外力對帶電體所作之功完全用於增加帶電體在電場中的位能. 如外力爲零,即帶電體僅受電場之力而移動時,則

$$0 = (KE)_b - (KE)_a + (PE)_b - (PE)_a,$$

或
$$(KE)_b + (PE)_b = (KE)_a + (PE)_a. \quad (1.2.15)$$

上式之物理意義爲:若帶電體所受之力僅爲電場之力,則不論帶電體在電場中何點,帶電體的動能與位能之和不變.

依圖 1.1.2,設電場中 a 點上有一靜止並帶有正電荷 Q 之物體. 若用外界機械力使 Q 逆電場之力沿曲線(1)緩慢移至 b 點. 如到達 b 點時,帶電體之速度亦爲零,則外界機械力對 Q 所作之功 W 都是用來增加帶電體之位能

$$W = -\int_{\substack{a\\(1)}}^{b} Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l} = (PE)_b - (PE)_a = \Delta(PE). \qquad (1.2.16)$$

上式積分符號下所註(1)係表示帶電體由 a 點移至 b 點所經過之途徑. 若再將帶電體從 b 點受電場作用的力沿徑途 (2) 回到 a 點,則在此段時間內,電場對帶電體所作的功為

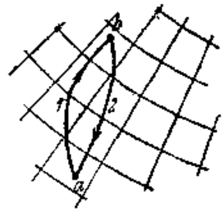

圖 1.2.2

$$W_E = \int_{\substack{b\\(2)}}^{a} Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \qquad (1.2.17)$$

當帶電體回到 a 點時,其動能因速度增加而增加. 如忽略阻耗不計,則帶電體所增加的動能 $\Delta(KE)$ 必與 W_E 相等,

$$W_E = \Delta(KE) = \int_{\substack{b\\(2)}}^{a} Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \qquad (1.2.18)$$

由能量不滅定律,帶正電物體由 b 點經途徑2移至 a 點時,從電場所獲得的動能 $\Delta(KE)$必與其前由 a 點經途徑 1 移至 b 點所耗的機械功 W 相等,

$$W - \Delta(KE) = 0. \qquad (1.2.19)$$

此與實驗之結果相符合. 因任何帶電體從電場中 a 點出發,沿任意閉合曲線移動再回到 a 點時,既不獲得能量亦不喪失能量.

以(1.2.16)及(1.2.18)代入(1.2.19),得

$$-\int_{\substack{a\\(1)}}^{b} Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l} - \int_{\substack{b\\(2)}}^{a} Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l} = 0. \qquad (1.2.20)$$

移項得

$$-\int_{\substack{a\\(1)}}^{b} Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l} = \int_{\substack{b\\(2)}}^{a} Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l} = -\int_{\substack{a\\(2)}}^{b} Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}$$

$$= (PE)_b - (PE)_a. \qquad (1.2.21)$$

從上式知:帶電體由 a 點經1至 b 點時所增加的位能與帶電體由 a 點經2至 b 點時所增加的位能相同. 換言之,**帶電體由 a 點至 b 點時所增加的位能與帶電體所經過之途徑無關,而僅與 a, b 兩點之位置有關.** 因此,帶電體在靜電場中某點 b 時有一定值之位能,

$$(PE)_b=(PE)_a-\int_a^b Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.2.22}$$

上式中 $(PE)_a$ 爲帶電體在參據點 a 時的位能. 是以帶電體在電場中任意點 b 時的位能與所選擇之參據點 a 有關. 通常以無限遠點爲參據點;並假定帶電體在無限遠時的位能爲零. 因此,**在電場中任意點 b 上,帶正電物體的位能爲帶電體由無限遠點移至該點所需之外界機械功**

$$(PE)_b=-\int_\infty^b Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.2.23}$$

實際上,在電場中某點上帶電體的位能之絕對值並不常用,而帶電體在某兩點時,它的位能差比較常用. 因此,可選擇空間任意一點爲參據點,僅須在同一問題中用同一參據點卽可. 如以 a 點爲參據點,則帶電體在 b 點或 c 點時,它的位能各爲

$$(PE)_b=(PE)_a-\int_a^b Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l},$$

$$(PE)_c=(PE)_a-\int_a^c Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}.$$

欲求帶電體在 b,c 兩點時的位能差,$(PE)_a$ 自動地被消去

$$\begin{aligned}(PE)_c-(PE)_b&=-\int_a^c Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}+\int_a^b Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}\\&=\int_c^a Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}+\int_a^b Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}\\&=\int_c^b Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}.\end{aligned} \tag{1.2.24}$$

故不但空間任一點皆可被選爲參據點,且帶電體在該點時,它的位能之絕對值與求帶電體在 b,c 兩點時的位能差亦毫無關係. 如令帶電體在參據點 a 時,它的位能爲零,則

$$(PE)_b=-\int_a^b Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.2.25}$$

上式之意義爲: 帶電體在 b 點時的位能爲帶電體在該點和它在參據點

時位能的差.

(1.2.20)可以改寫成

$$-\int_a^b Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}-\int_b^a Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}=-\left(\int_a^b Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}+\int_b^a Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}\right)$$

$$=-\oint Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}=0.$$

因此,得

$$\oint Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}=0. \tag{1.2.26}$$

上式積分符號中圓圈表示此線積分之途徑爲一閉合曲線.在上例中閉合曲線之途徑係由 a 點經過 1 至 b 點再經過 2 回至 a 點.

(1.2.26)爲靜電場中一重要關係式,其意義爲:**一帶電體從靜電場中任意點 a 出發經過一任意閉合曲線再回至 a 點,既不能從電場中獲得能量,亦不供給電場能量.** (1.2.26)爲帶電體在電場中各點有定値位能之充要條件.

若

$$\oint Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}\neq 0.$$

則帶電體從 a 點沿一閉合曲線繞回 a 點後,它的位能和以前不同;因此,帶電體在 a 點時卽不可能有定値的位能.　但從各種實驗結果,知帶電體在靜電場中繞圈後,電場旣未供給帶電體以能量亦不從帶電體獲得能量,故(1.2.26)恆能成立.　因此,帶電體在靜電場中各點時有一定値之位能.在米、仟克、秒制中,位能之單位爲焦或瓦-秒.在靜電制或電磁制中,位能之單位爲爾格.

1–3. 電位及電位差.

前節所述帶電體在靜電場中各點時的位能不但與電場中各點之情況有關,而且亦與帶電體上所具有之電荷 Q 有關.　若將(1.2.23)兩邊各除以 Q,並規定在電場中任意點 b 上帶電體每單位電荷之位能稱爲該點之電位,則得

$$\varphi_b=\frac{(PE)_b}{Q}=-\int_\infty^b \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.3.1}$$

因此，電場中各點的情況可用上式所示的**標量電位**來表明．電場中各點的電位與電荷的大小無關．電場中任意兩點 a,b 間之電位差為

$$\varphi_b-\varphi_a=-\int_a^b \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.3.2}$$

若以單位正電荷逆電場力由 a 點移至 b 點，則 $\varphi_b-\varphi_a$ 為正，故 φ_b 大於 φ_a；相反的，若此單位正電荷順電場力由 a 點移至 b 點，則電場對電荷作功，而 $\varphi_b-\varphi_a$ 為負，故 φ_a 大於 φ_b．因此知：正電荷在電場中自由運動時，是從高電位處移至低電位處；而負電荷在電場中自由運動時，則由低電位處移至高電位處．電場強度既與正電荷在電場中自由運動的方向相同，故**電場強度的方向係與電位降的方向相同**．

將(1.2.21)中各項皆除以 Q 得

$$-\int_{\substack{a\\(1)}}^b \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}=-\int_{\substack{a\\(2)}}^b \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}=\varphi_b-\varphi_a. \tag{1.3.3}$$

因此知：由 a 點經(1)至 b 點之電位差與由 a 點經(2)至 b 點之電位差相等．換言之，a,b 兩點間之電位差與積分之途徑無關，僅與 a,b 兩點之位置有關．**故靜電場中任意點 b 有一定值之電位**

$$\varphi_b=\varphi_a-\int_a^b \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}=\varphi_a+\int_b^a \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.3.4}$$

上式中 φ_a 為參據點 a 之電位．任意點 b 之電位與所選擇之參據點有關．通常以無限遠點為參據點；且假定該處之電位為零．從(1.3.4)得

$$\varphi_b=-\int_\infty^b \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}=\int_b^\infty \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.3.5}$$

上式與(1.3.1)完全相同．通常電場中各點電位之絕對值並不重要，而兩點間之電位差則常用．例如用(1.3.4)求 b,c 兩點之電位差時

$$\varphi_b-\varphi_c=\int_b^a \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}+\int_a^c \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}=\int_b^c \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.3.6}$$

此時參據點 a 之電位 φ_a 自動地被消去．故吾人可選擇電場中任意有限遠點為參據點．被選為參據點之電位可假定為零，或其他任意有限

值，僅需不假定為無限大．如參據點 a 之位置雖在有限距離，仍將其電位假定為零，則得

$$\varphi_b=\int_b^a \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \tag{1.3.7}$$

上式之意義為：b 點之電位為 b 點與電位為零的參據點間之電位差．

仿上節獲得(1.2.26)之方法，可將(1.3.3)改寫成

$$\oint \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}=0. \tag{1.3.8}$$

上式為吾人能規定靜電場中各點有定值電位之充要條件．因靜電場中有此關係，故場中各點之電位始能用 (1.3.4)，(1.3.5) 或 (1.3.7) 表示．若

$$\oint \mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l}\neq 0,$$

則自靜電場中 a 點出發循任意閉合曲線回至 a 點時，電位可能有變動，a 點即無定值之電位矣．

電位以及電位差之單位在有理化及無理化之米、仟克、秒制中皆為伏；在靜電制中為靜伏；在電磁制中為絕伏．

靜電場中之參據點及其電位選定後，電場中其他各點之電位為各點的空間位置之單值函數．電位為一標量，故靜電場為一標量電位之標量場．靜電場中各點有單値之電場強度，電場強度為一矢量，故靜電場又可稱為一矢量電場強度之矢量場．從(1.2.26)或(1.3.8)知：帶電體不可能僅因靜電場所生之力而作旋轉運動，故又稱為無旋場．靜電場中各點既有單值電位，故可畫出許多電位相同的等位面，因之靜電場又稱為片形場．

1-4. 電場強度與電位的關係．

靜電場中各點既有單值的電位，又有單值的電場強度，故電位與電場強度必互相有關係．由(1.3.2)或(1.3.6)知：電場中兩點間的電位差可由電場強度的線積分求得．反之，電場強度必可從電場中各點的電位分佈情形求得．

在靜電場中，恆有許多電位相同的點．含有電位相同各點的面或線

稱爲等位面或等位線. 由(1.3.2),電荷在等位面上移動時並不需要外界機械功. 又正電荷在靜電場中逆電場強度 $\mathfrak{E}$ 移動 $d\boldsymbol{l}$ 距離所需外界機械功爲

$$dW = -Q\mathfrak{E}\cdot d\boldsymbol{l} = -Q\mathfrak{E}\,dl\cos\theta, \tag{1.4.1}$$

其中 θ 爲 $\mathfrak{E}$ 與位移 $d\boldsymbol{l}$ 兩矢量間所夾的角度. 由(1.4.1)知:如 $\mathfrak{E}$ 與 $d\boldsymbol{l}$ 互相垂直,則 dW 爲零. 故電場中各點的電場強度與等位面成直角.

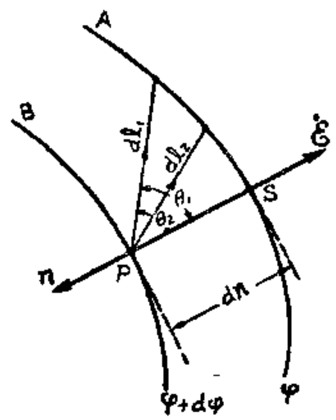

圖 1.4.1

圖 1.4.1 表示 A 及 B 兩等位面; B 的電位較 A 的電位高,其差爲 $d\varphi$. $\mathfrak{E}$ 爲 B 等位面上 P 點的電場強度. 假定 A, B 兩等位面間的法線距離很短,則 $\mathfrak{E}$ 亦與等位面垂直. $\mathfrak{E}$ 與 A 的交點爲 S. P, S 兩點的距離卽爲從 P 點至 A 等位面的法線距離 dn,亦卽此二等位面間的最短距離. 若有正電荷 Q 從 P 點經 dl_1 移至 A 等位面,則電場對它所作的功爲

$$dW_E = Q\mathfrak{E}\cos\theta_1\,dl_1.$$

若此正電荷係由 P 點經 dl_2 移至 A 等位面,則電場對它所作的功爲

$$dW'_E = Q\mathfrak{E}\cos\theta_2\,dl_2.$$

由幾何關係知

$$\cos\theta_1\,dl_1 = \cos\theta_2\,dl_2 = dn,$$

故有

$$dW_E = dW'_E = Q\mathfrak{E}\,dn,$$

及

$$\frac{dW_E}{Q} = \mathfrak{E}\,dn.$$

由上式及(1.3.2)得

$$d\varphi = \mathfrak{E}\,dn; \tag{1.4.2}$$

移項,得

$$\mathfrak{E} = \frac{d\varphi}{dn}. \tag{1.4.3}$$

電場強度的方向係指向電位降的方向. 如取 P 點法線的方向(卽圖