

# 第二章 磁路模型

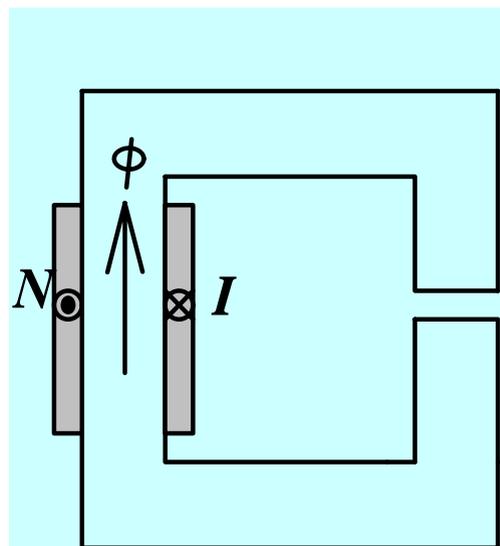
- 2.1 磁路
- 2.2 磁源
- 2.3 氣隙模型
- 2.4 槽模型
- 2.5 永久磁石模型

# 磁路

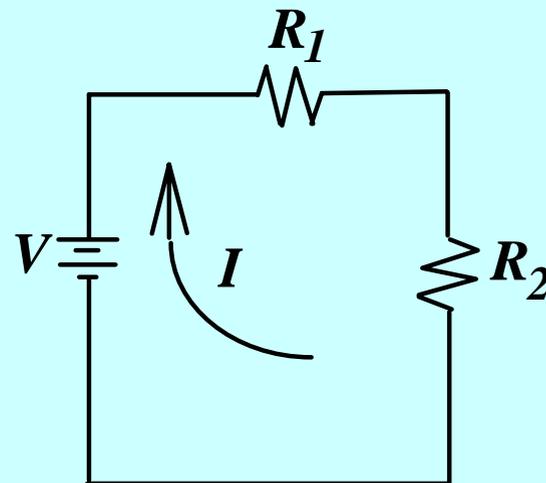
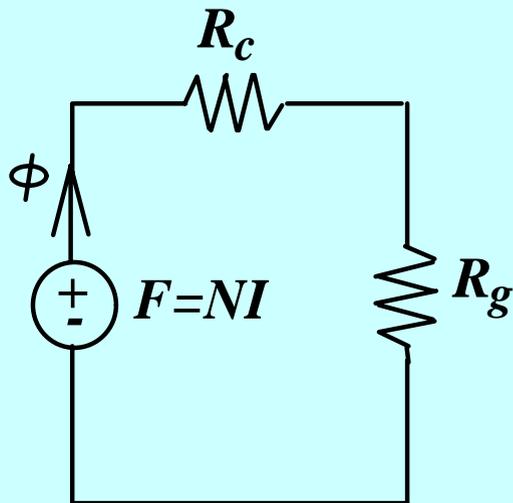
- 與一般電路分析一樣，磁場可利用磁路分析求得，磁路與電路兩者間之參數對應如表2.1：

磁路參數	電路參數
磁通， $\phi$ [Wb]	電流， $I$ [A]
磁動勢， $F$ [A-t]	電壓， $V$ [V]
磁阻， $R$ [Wb]	電阻， $R$ [ $\Omega$ ]

# 磁路與電路



磁路



電路

# 磁路分析的兩個基本方程式：

- (1) 磁通密度 $B$ 對磁通  $\phi$
- (2) 磁場強度 $H$ 對磁動勢 $F$ 。

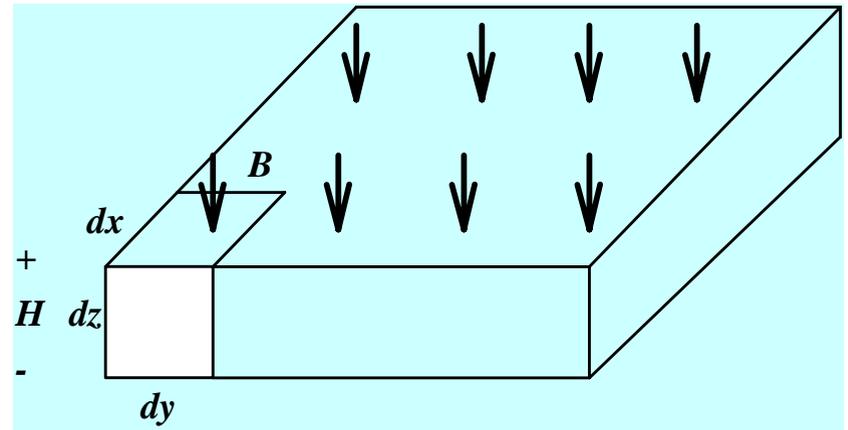
# B 和 H 的關係

- 在一微小方塊材料內  $B$  和  $H$  的關係，在圖中  $B$  以  $z$  方向垂直通過，而  $H$  為  $z$  方向的磁場強度改變。
- 總垂直流入全體積之磁通是流入每一方塊截面的總和，故  $\phi$  可寫成積分

$$\phi = \int B_z(x, y) dx dy$$

- $B_z(x, y) = B$  是常數，故積分可被簡化為

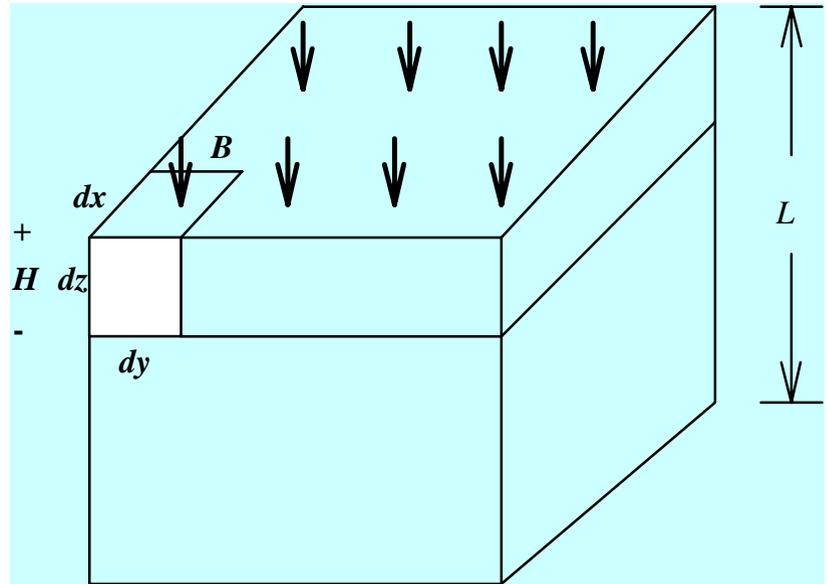
$$\phi = BA$$



# $H$ 和 $F$ 的關係

- 其次考慮方塊在  $z$  方向延伸如下圖，磁通中流經每一厚度  $dz$  的方塊，使磁場強度改變，其總改變量為

- $$F = \int H dz = HL$$



# 磁導

- 將這兩個基本方程式整理得

- $\phi = PF$

- $P = \frac{\mu A}{L}$

- 其中  $P$  稱為磁導 (Permeance),  $A$  為材料的截面,  $L$  為長度和  $\mu$  為導磁率。

# 磁源

- 產生磁場有兩個來源，一為由流經導線的電流，另一為永久磁石
- 如圖，電流經線圈產生一磁場，應用安培定律可計算磁場，安培定律如下的線積分

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\boldsymbol{\ell} = \begin{cases} I, & \text{假如 } C \text{ 包圍 } I \\ 0, & \text{假如 } C \text{ 不包圍 } I \end{cases}$$

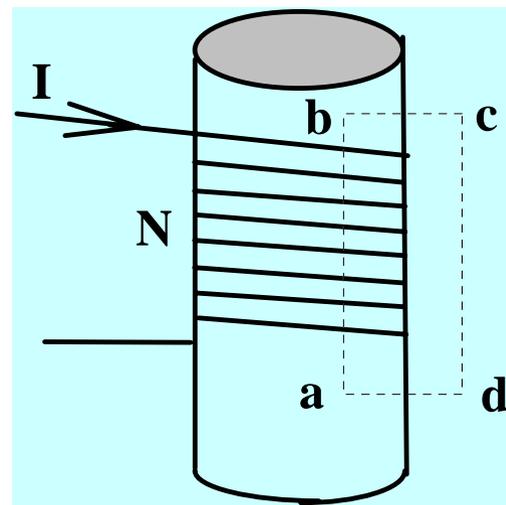
- $C$ 任何封閉路徑或輪廓。式中是 $H$ 向量與路徑 $C$ 方向上微分線段之內積

應用以上方法，對圖2.4路徑C所包圍M匝  
線圈每匝流過I安培電流，得到

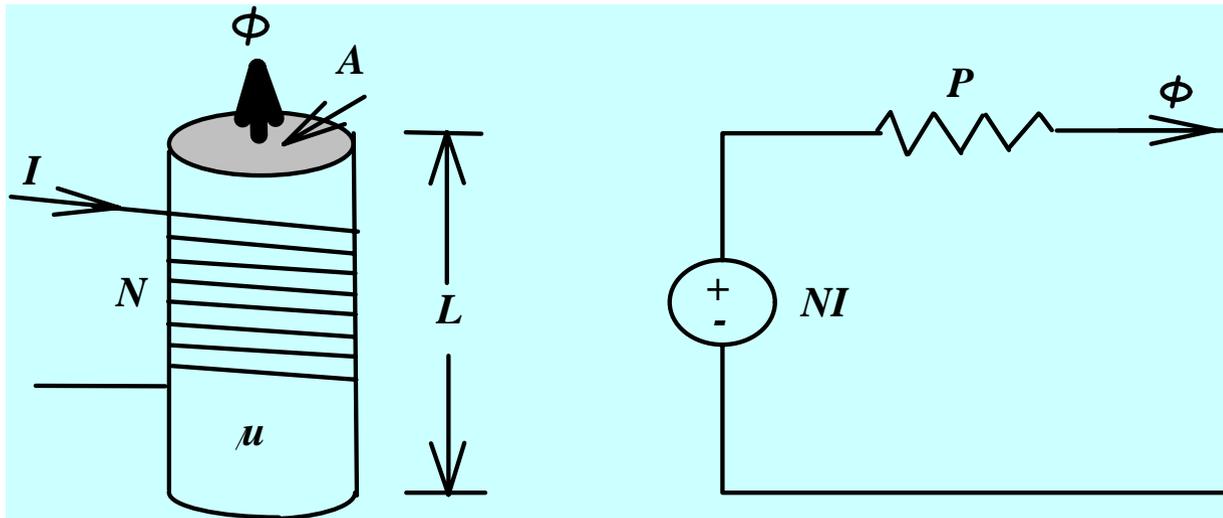
$$NI = \int_a^b H_{ab} \cdot dz + \int_b^c H_{bc} \cdot dr + \int_c^d H_{cd} \cdot (-dz) + \int_d^a H_{da} \cdot (-dr)$$

除第一項之外，均為零並簡化成

$$NI = \int_a^b H dz = H\ell$$



- 依據(2.3)式  $H$  乘積是磁動勢  $F$ ，(2.10)式顯示一繞線之線圈可用磁動勢來表示其值  $F = NI$ 。



# 氣隙模型

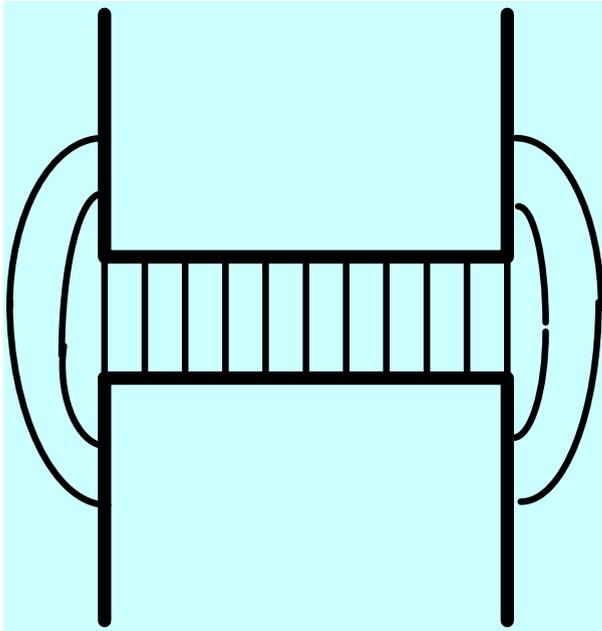
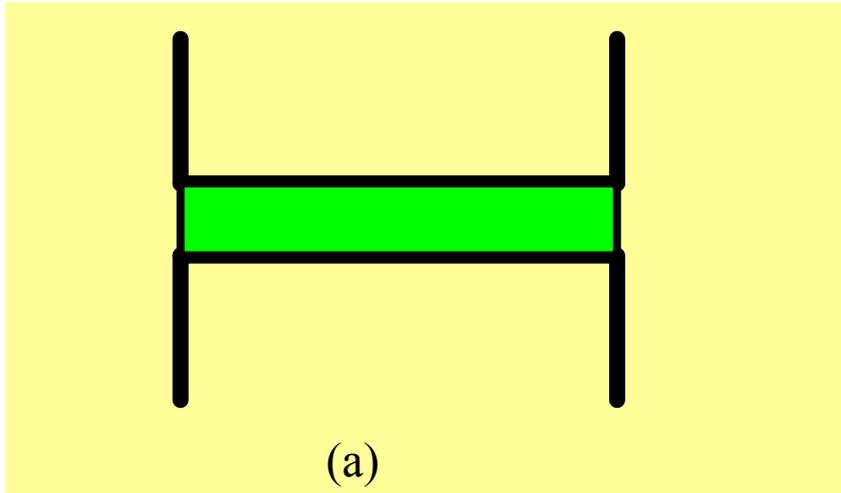


圖2.7 氣隙磁通之流向

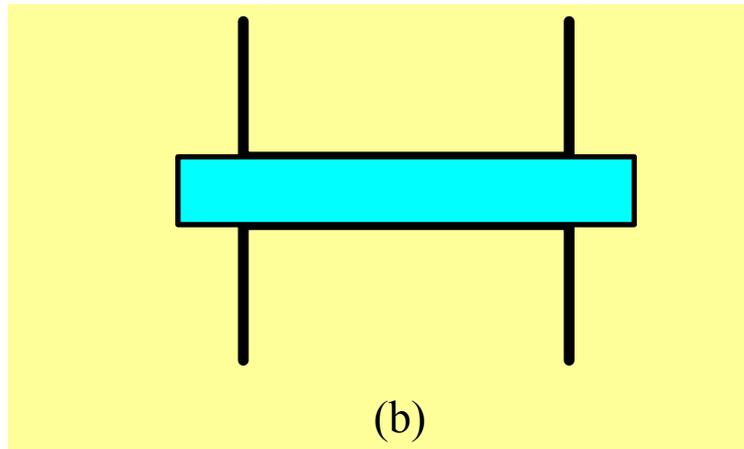
# 模型(1)

- 最簡單的模型如圖2.8(a)為完全忽略邊緣磁通，得到，此 $g$ 是氣隙長度，且 $A$ 是面向氣隙的橫截面面積。



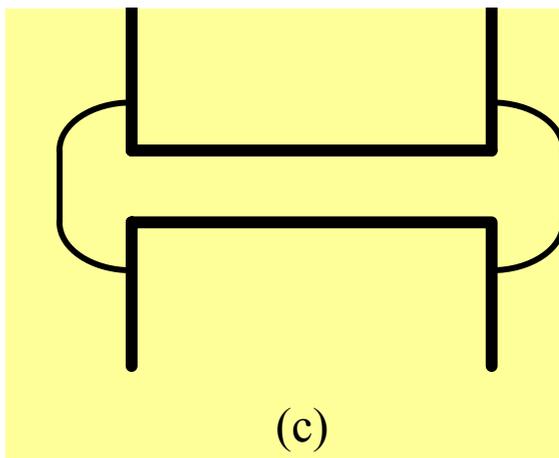
# 模型(2)

- 當  $g/A$  很小時，可將區塊每邊邊長增加氣隙長度  $g$ ，使橫截面面積由  $A$  變為  $A'$ ，得到，此改良的模型如圖 2.8(b) 所示。

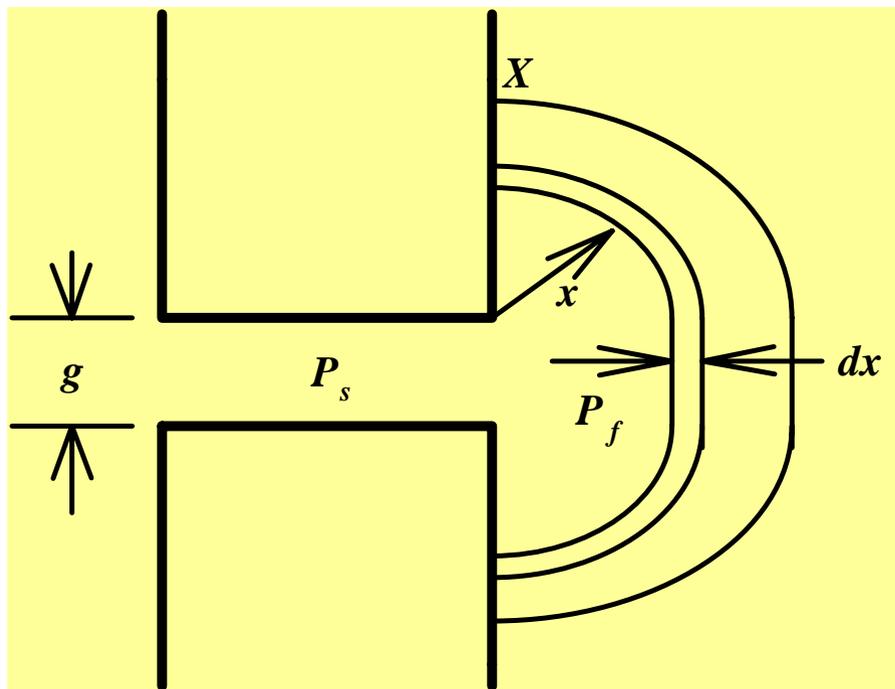


# 模型 (3)

- 如圖2.8(c)所示，將邊緣部份視為另一個與兩區塊內磁通並行通過氣隙之磁通。假設邊緣磁通以圓弧狀從一區塊的邊緣，沿直線經過氣隙截面，然後再以圓弧狀到另一區塊。



# 圓弧—直線近似法



以圓弧—直線近似法來計算氣隙磁導，  
並如同電導一樣並聯相加。

- 圖2.9之氣隙導磁 $P_g$ 等於 $P_s$ 和 $4P_f$ 的總和
- $P_f$ 是區塊的每一邊的磁導。
- 直線導磁 $P_s$ 可以使用式(2.6)來計算，邊緣導磁 $P_f$ 需要更多的計算工作。
- 如圖2.9， $P_f$ 是無限微小寬度磁導的總和，每一長度 $g + \pi x$ ，

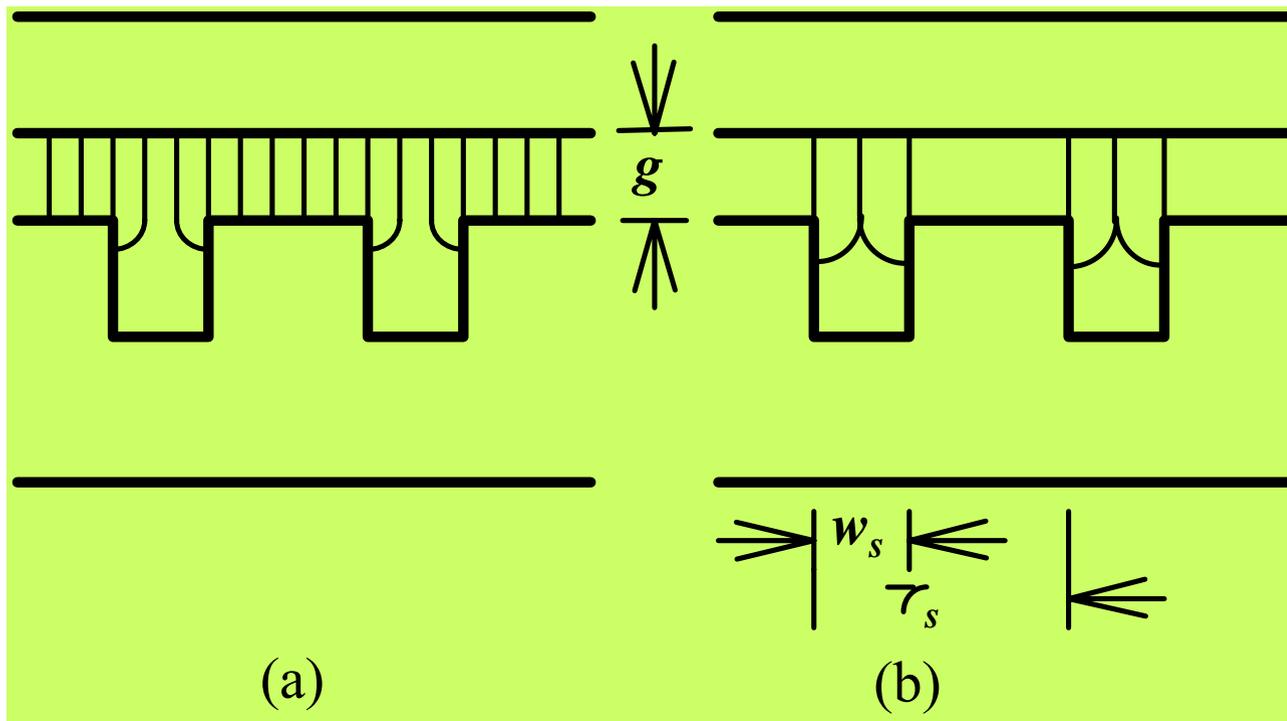
$$P_f = \sum \frac{\mu_0 dA}{l} = \sum \frac{\mu_0 L dx}{g + \pi x}$$

- 其中  $dA = Ldx$  是每一微小磁導的橫截面面積， $L$  是區塊進入紙面的深度。因為這方程式為各微小單元的總和，由積分得到

$$P_f = \int_0^X \frac{\mu_0 L}{g + \pi x} dX = \frac{\mu_0 L}{\pi} \ln\left(1 + \frac{\pi x}{g}\right)$$

$X$  是邊緣磁導磁向區塊上下的延伸長度，為未知數，通常取些氣隙長度的倍數。選擇  $X$  的正確值並不緊要，因為  $X$  愈遠離氣隙，磁導愈小，如超過  $10g$  總磁導的變化幾乎很小。

# 槽模型



# 簡單的方法

- 最簡單的方法是忽略槽，將它包含在高導磁材料的區塊內，故磁導為  $P_g = \mu_0 A / g$ ， $A$  是面向氣隙的總截面積
- 另一種近似方法是忽略通過氣隙跨在槽上方的磁通，故磁導為  $P_g = \mu_0 (A - A_s) / g$ ，其中  $A_s$  為面向氣隙槽的截面面積
- 這兩種方法並不精確，但提供氣隙導磁的上和下限值

# 較精確的方法(1)

- 第一個方法是假設磁通在經過槽上方的氣隙時，將走較遠的距離才到達高導磁材料。
- 磁導可以寫成  $P_g = \mu_0 A / g_e$ ，此處  $g_e = g k_c$  為有效的氣隙長度， $K_c > 1$  是修正因素，將磁通額外走的距離視為氣隙長度的增加。
- $K_c$  稱為卡特係數，如後

# 卡特係數

$$k_{c1} = \left[ 1 - \frac{1}{\frac{\tau_s}{\bar{\omega}_s} \left( 5 \frac{g}{\bar{\omega}_s} + 1 \right)} \right]^{-1}$$

$$k_{c2} = \left( 1 - \frac{2\bar{\omega}_s}{\pi\tau_s} \left\{ \tan^{-1} \left( \frac{\bar{\omega}_s}{g} \right) - \frac{g}{2\bar{\omega}_s} \ln \left[ 1 + \left( \frac{\bar{\omega}_s}{g} \right)^2 \right] \right\} \right)^{-1}$$

## 較精確的方法(2)

- 圓弧直線模型—直線模型計算氣隙磁導，如(2.11)式，參考圖2.10(b)，氣隙磁導可以寫成，

$$P_g = P_a + P_b + P_c = \mu_0 L \left[ \frac{\tau_s - \overline{\omega}_s}{g} + \frac{4}{\pi} \ln \left( 1 + \frac{\pi \overline{\omega}_s}{4g} \right) \right]$$

- 其中 $L$ 是區塊進入紙面的深度。上式也可以寫成氣隙長度修正因數的形式，

$$k_{c3} = \left[ 1 - \frac{\overline{\omega}_s}{\tau_s} + \frac{4g}{\pi \tau_s} \ln \left( 1 + \frac{\pi \overline{\omega}_s}{4g} \right) \right]^{-1}$$

# 範例

