

EE110300 電機資訊工程實習

Lectures 7, 13 and 14

微晶片之旅----

半導體元件與積體電路之學習內容

電機工程系 洪勝富 教授 ext. 2578 資電709

學習大綱

何謂半導體？

粒子的物質波 <= 近代物理、量子物理導論、電磁學、工程數學
半導體與金屬的區別、電子與電洞、摻雜
Fermi-Dirac distribution, mass-action law, 能帶圖,
Shockley semiconductor equations

何謂PN介面與雙極介面電晶體

Quasi-Fermi level, PN介面整流特性的由來、雙極介面電晶體的電流放大

何謂金氧半元件及其數位應用

金氧半的工作原理、CMOS元件的數位應用與優越處 <= 電子學、邏輯設計、
數位電路應用與應用、IC設計、.....

半導體製程

<= 半導體製程、微電子工程、.....

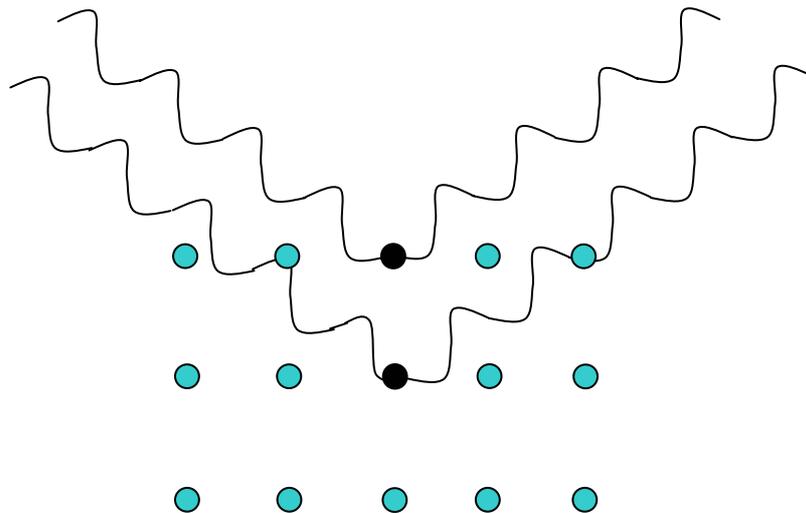
其他元件應用與發展

<= 光電元件、類比電路設計、電子學、.....

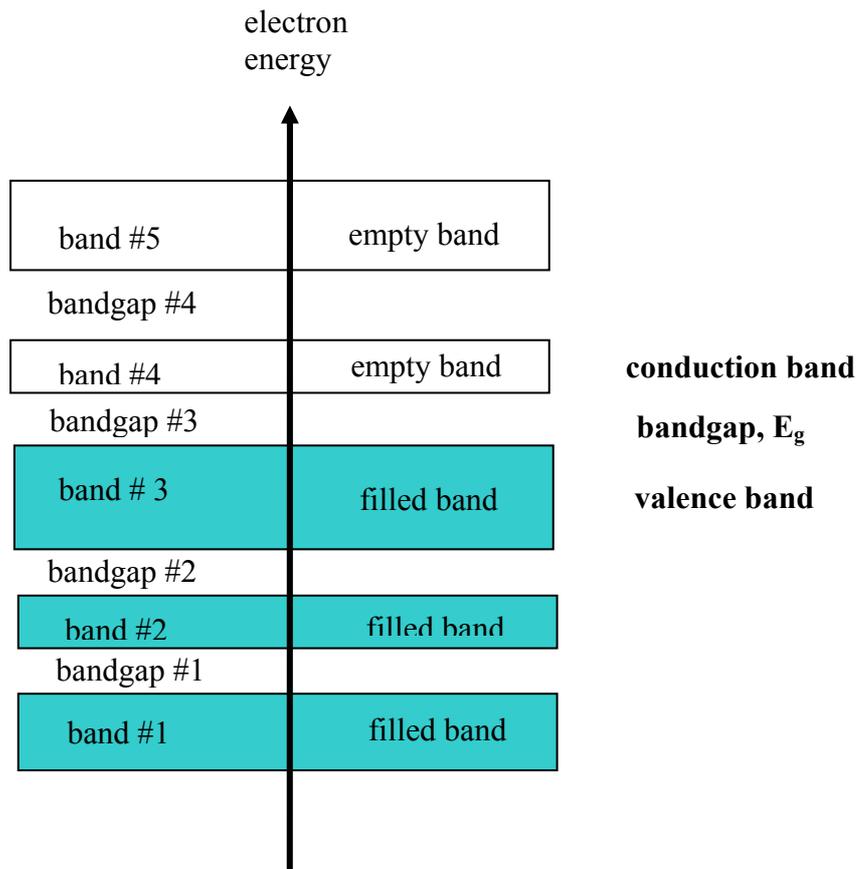
基本半導體物理

能帶結構 (band structure):

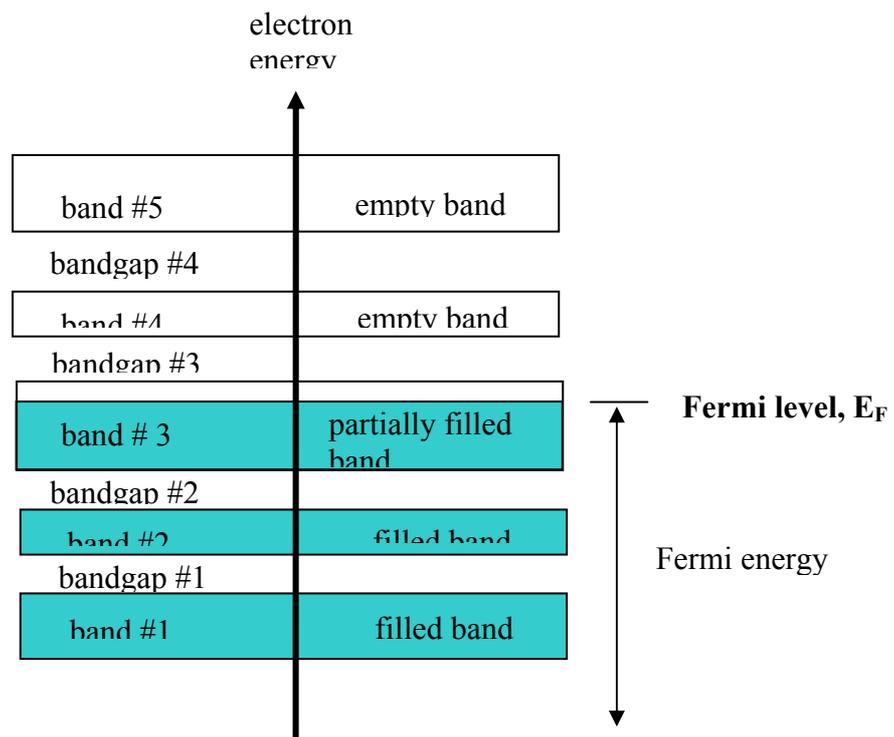
- 近代物理的基本結論：
 - 粒子之存在狀態或實驗之結果，皆是機率性的。粒子之分佈於何處或何種狀態，需以一波函數來表示，此波函數振幅的絕對值平方即為機率。
 - 波函數具有波的波動特性： $\nu = E/h$, $\lambda = h/p$ 。
 - 任何波在週期性結構(如晶體中)中，皆會發生破壞性干涉的狀況。
 - 破壞性干涉：波的振幅變成零。
- 因為電子的分佈函數具有波動行為，在晶格內有破壞性干涉，因此，某些能量的電子在晶格內的分佈機率為零(不能存在)，因此電子可具有的能量被分隔成帶，稱為能量帶(energy bands)。



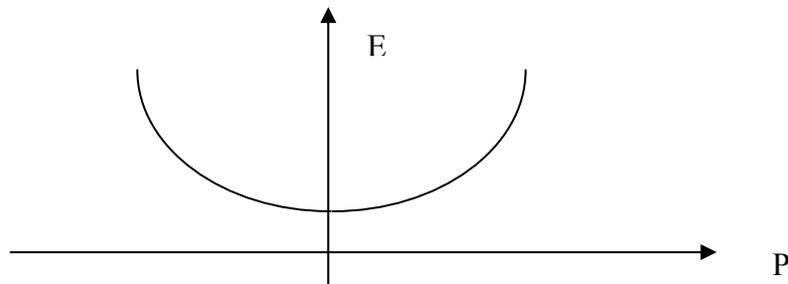
- 固體具有非常多的電子，在絕對零度(完全無熱擾動)時，電子喜歡填充到最低能量態去。但電子之填充需遵守Pauli不相容原理，亦即，只能填到空的能量態。因此，後來的電子需填到較高的能量態。
- 在絕對零度時，電子最後的填充狀態只有兩種情形：最後被填充的能帶全滿，或部分滿。這兩者即是固體是絕緣體或金屬的區分。
 - 最後一能帶全滿的固體，當外加電場時，因為電子能量不能越過能帶間的能隙，而能帶上所有能態皆已填滿，所以電子完全不能移動，因此固體完全不對外加電場做出任何反應，此即為絕緣體。



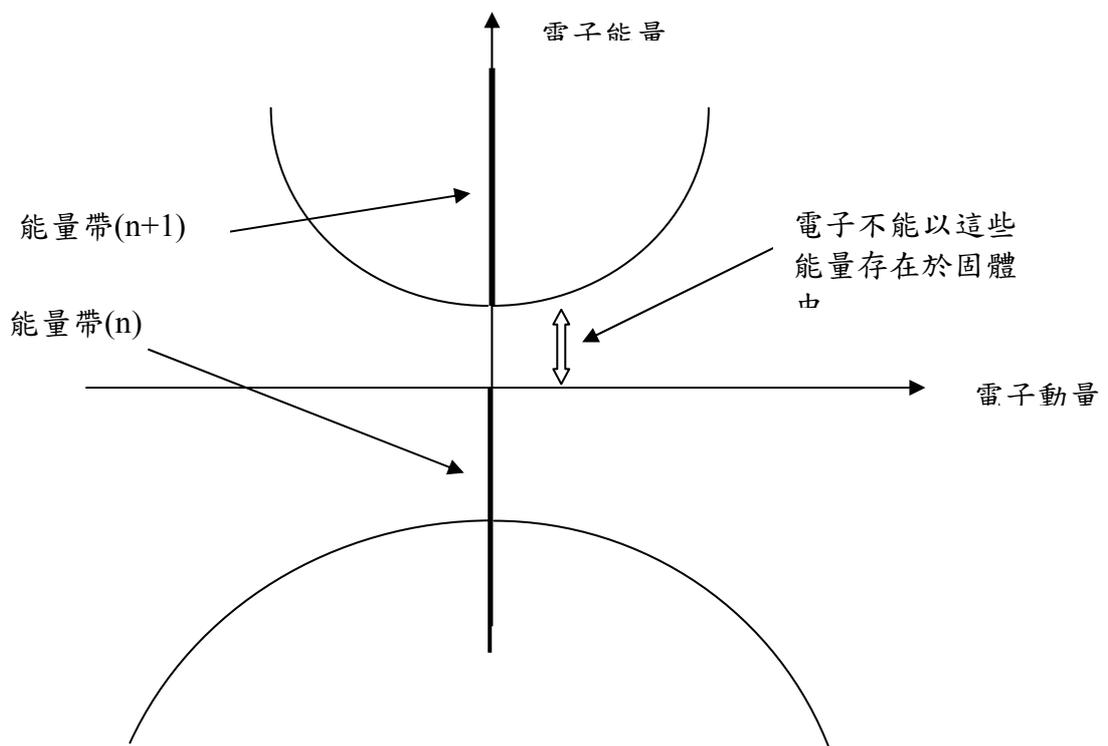
- 最後一能帶部分填滿的固體，其電子周圍即有許多空的可供移動的態，因此固體隨外加電場而產生電子的移動，此即為金屬。



- 對絕緣體而言，在絕對零度時最後一個被填滿的能帶，稱為價帶 (valence bands, VB, 因為這些電子就是價電子)，而其上一個全空的能帶稱為導帶 (conduction band, CB, 因為當電子被提升到此帶，其周圍即有許多可供移動的能態，因此電子變成可動，故稱之)。一般稱能帶間隙 (energy bandgap, E_g) 者即指價帶與導帶之能量間隙。又，對共價化合物而言，每一化學鍵包含兩電子，因此約為 $2E_g$ 。
- 絕緣體中， E_g 較小者即為半導體。底下將看到，因 E_g 較小，固體的電阻率或導電性皆可因外加摻雜而大幅改變，故稱為半導體。常見的半導體有 Si, Ge, GaAs, AlAs, GaN, InAs, ZnTe,。
- 但描述粒子運動，除了能量外尚需加入動量，由動量與能量之關係方可確定粒子的運動特性。例如，自由粒子的動能動量關係 $E = V_0 + P^2/2m$ ，注意此能帶結構上拋，而上拋之程度與質量 m 相關。 m 越小，上拋的越快。



- 結晶固體內電子之能量 E 與動量 $\hbar\vec{k}$ 的關係稱為能帶結構。由能帶結構可得許多電子運動的特性。



實際半導體的能帶結構

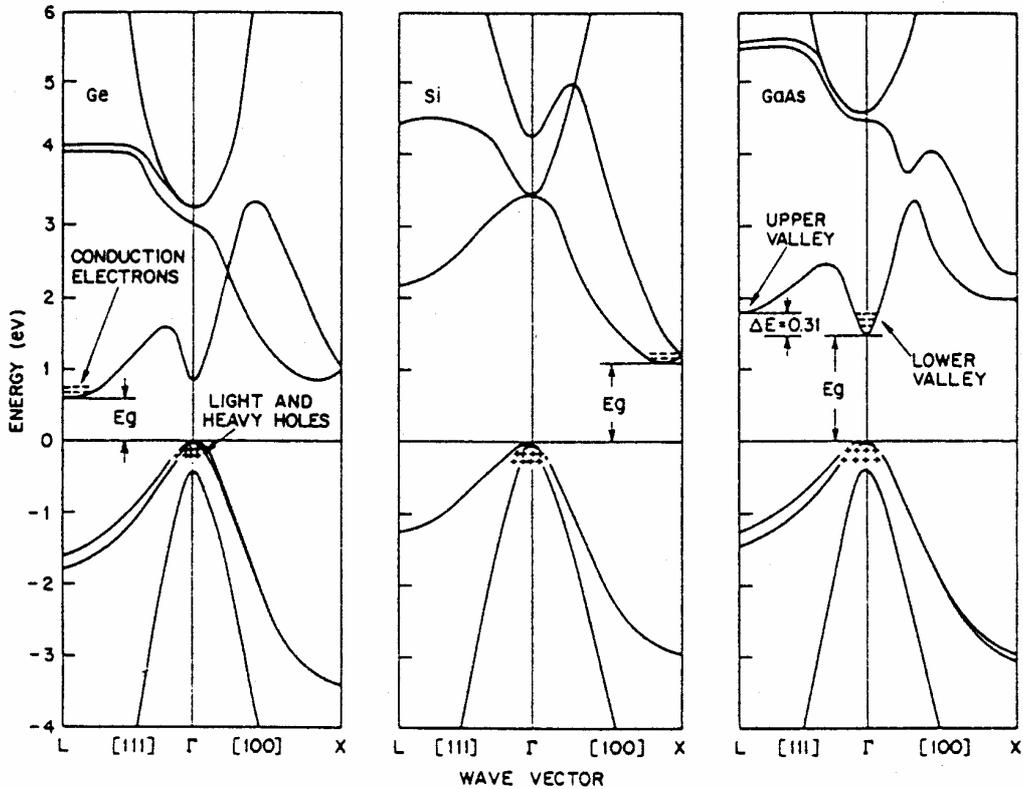


Fig. 5 Energy-band structures of Ge, Si, and GaAs, where E_g is the energy bandgap. Plus (+) signs indicate holes in the valence bands and minus (-) signs indicate electrons in the conduction bands. (After Chelikowsky and Cohen, Ref. 17.)

實際半導體的能帶結構是十分複雜的，如何去計算或量測這些能帶結構也是十分不易，但這些對我們的課程內容影響不大，我們僅需記住下列幾項觀察事項：

- 對所有半導體而言，導帶最低點附近的能帶結構都是上拋的。因為如果不是，則能帶結構在其附近必有一更低的能量態。
- 對所有半導體而言，價帶最高點附近的能帶結構都是下拋的。否則其附近必有一比它更高能量的能量態。
- 對電子元件而言，電子在高能量態的生命期是非常短的，因此一般而言，電子只存在於價帶之最高點或導帶最低點附近。
- 對導帶而言，在最低點附近上拋的能帶結構即可以用一二次函數來逼近，因此可以定義一有效質量。與自由粒子之能量動量關係相比較，電子在導帶上運動時，除了質量需改為有效值質量外，與一自由粒子是完全相同的，也就是說晶格中所有其他正離子的效應，可以總和在此一質量的改變上。
- 對價帶而言，亦可定義一有效質量。但因為能帶結構下拋，此一質量為負！但存就電場下的運動行為而言，一負質量帶負電荷的粒子，與一正質

量帶正電荷的粒子是完全相同的，因此，我們常將價帶中的電子，視為帶正電荷的粒子，此即稱為電洞。

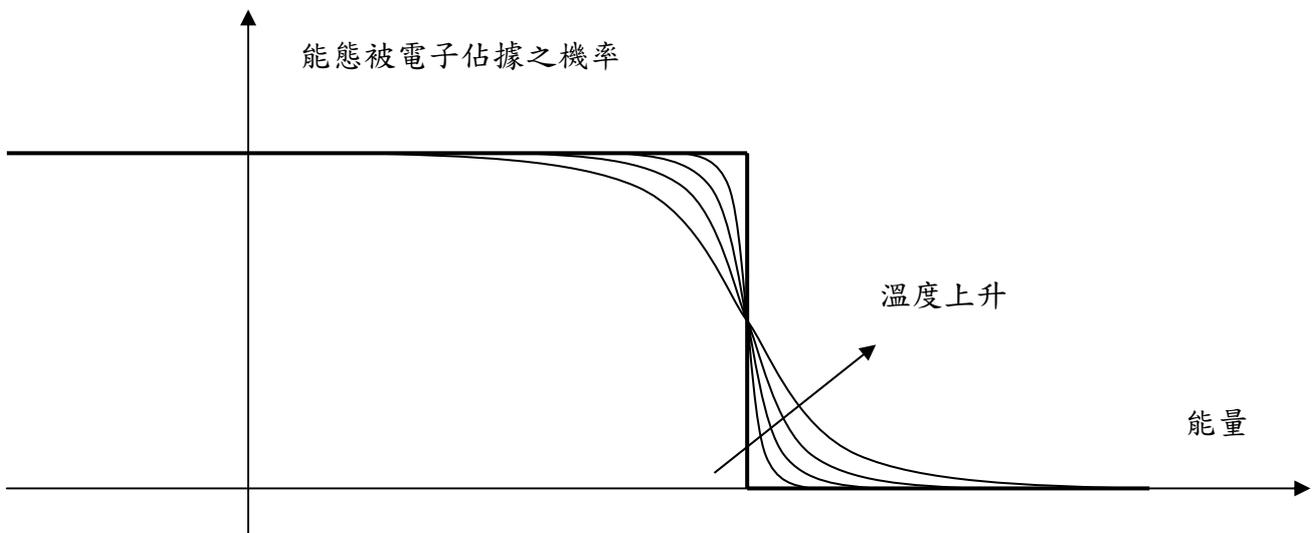
- 因為完全填滿的能帶是無作用(不導電)的，而若有空洞(未填滿的能態，藉由下述的摻雜或熱擾動)，則反而能導電。又因電洞被視為帶有正電荷，因此可將價帶未填滿的能態，視為電洞，此即為其名稱的來源。在此觀點下，電洞之運動方向與電子相反，能量與差一負號。我們一般畫能帶結構，向上為電子能量增加的方向，因此向下為電洞能量增加的方向。

Fermi-Dirac 分佈:

實際元件並不是運作在絕對零度下，因此，會有熱擾動。因為熱擾動，電子將由價帶被激發至導帶，我們可以想像，在定溫下，電子被激發到越高的能量態的機率是越小的，而隨著溫度升高，電子被激發至一固定能量態的機率，或者說，某一能量態被電子佔據的機率，就會增加。在近代物理中可以證明，平衡(因此定溫)時，不同能量態被電子佔據的機率是如下一函數所描述的：

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_f)/kT}}$$

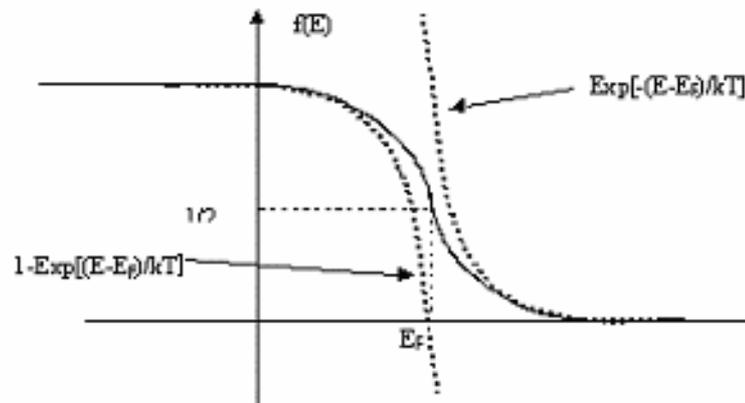
此稱為 Fermi-Dirac 分佈律。



我們應該注意下列數點：

- Fermi-Dirac 分佈律中的 E_f ，稱為Fermi能階 (Fermi level)，此為分佈機率為1/2時之能量。因固體的特性決定於能量在 E_f 附近的能態，($E \gg E_f$ 則機率甚小； $E \ll E_f$ 則幾乎全滿，根據Pauli不相容原理，亦無貢獻)，因此 E_f 可近似的視為參與貢獻固體特性電子(活躍電子)的平均能量。因此，當一個固體或半導體處於平衡狀態時，Fermi 能階應處處相等。
- 室溫時， $kT \approx 26\text{meV}$ 。
- 當 $E \gg E_f$ 時， $f(E) \approx e^{-(E-E_f)/kT}$ ，為一指數關係，此即Boltzman 分佈律。請記住，能量越高，機率呈等比下降。

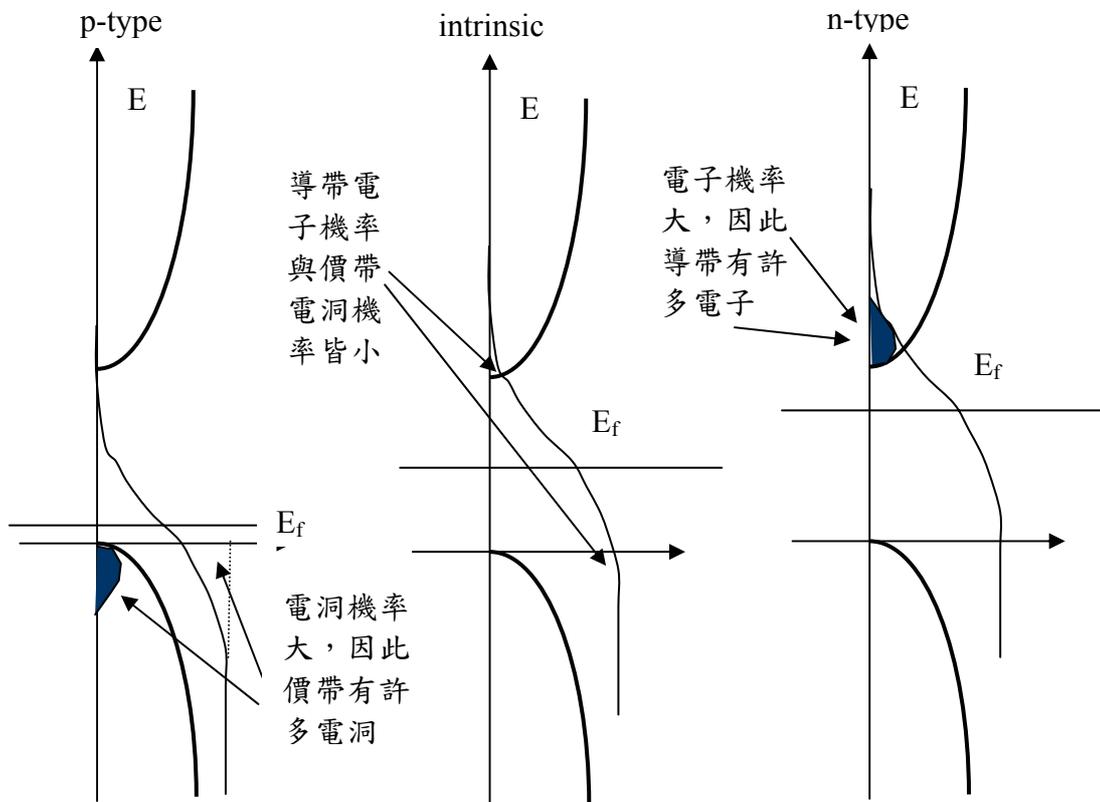
- 當 $E \ll E_f$ 時， $f(E) \approx 1 - e^{-(E-E_f)/kT}$ ，此為電子的分佈律。若以電洞的分佈律來看，則為 $f_h(E) \approx e^{-(E-E_f)/kT}$ ，亦為一指數關係。



半導體摻雜 (impurity doping):

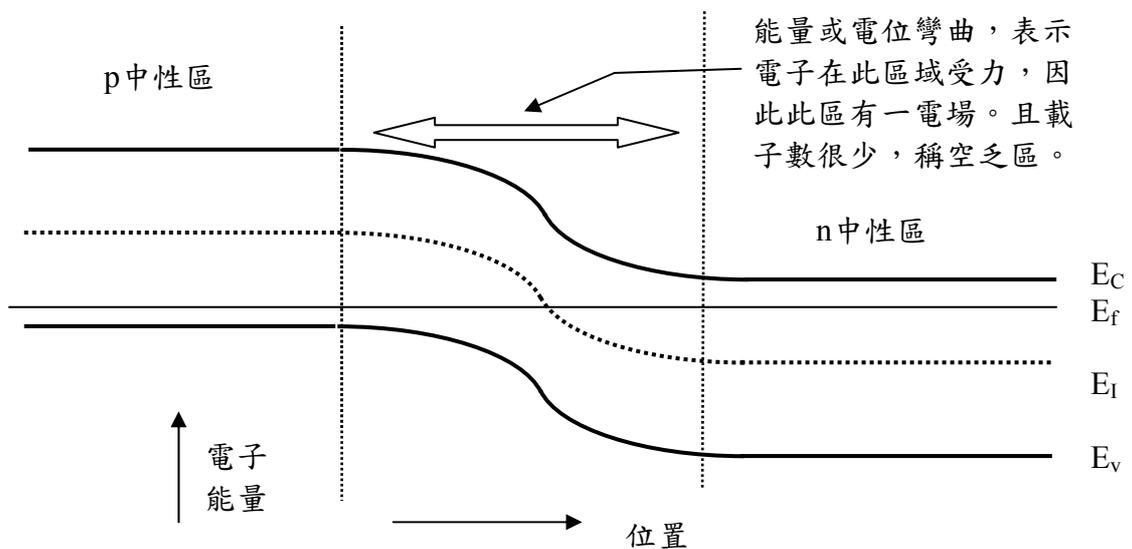
- 因為半導體的鍵能小，因此，容易被打斷而置換成其他元素，此一過程稱為摻雜，所加入元素稱為dopants。dopant摻雜的數量受固態溶解度(solid solubility)的限制，最大有效量約在 10^{18}cm^{-3} 左右。相當於Si原子 $5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ 的密度，一般的摻雜量約只佔原子密度的千分之一以下，這對於能帶結構的影響非常小。因此加入dopants，並不影響每一原子位置化學鍵之特性。
- 一般半導體，如以Si而言，每一Si原子皆為四價，其旁有四化學鍵。故若加入三價元素，如B，則少一電子來填充價帶，此即形成一電洞。電洞是可移動的。但注意，此時亦產生一不動的負離子。此三價元素稱為acceptor。
- 故若加入五價元素，如P, As, Sb等，則多一電子來填充價帶，此電子只好填至導帶，此即形成一可動電子。注意，此時亦產生一不動的正離子。此五價元素稱為donor。
- 半導體可摻雜donors稱為n-type，因其可動電荷(稱為載流子或載子)為帶負電之電子。反之若摻雜acceptors，則稱為p-type，因其載子為帶正電的電洞。未摻雜的半導體稱為本質(intrinsic)半導體。有摻雜的半導體稱為extrinsic。
- extrinsic半導體中，數目多的載子者稱多數載子 (majority carriers)。數目少者稱少數載子 (minority carriers)。電子濃度常以n表示，電洞濃度常以p表示。若為少數載子，則常加入半導體的形式為下標，如 n_p 或 p_n 。

- extrinsic半導體可以用它 E_f 相對於價帶與導帶的能量位置來決定。 E_f 靠近價帶(導帶、能隙中間)表示此半導體為p-type(n-type、intrinsic)。



能帶圖 (band diagram):

如前所述，對一般半導體而言，載子只佔據價帶及導帶的最邊緣部份 (band edge, CBM, VBM). 因此常將價帶及導帶的邊緣對位置的關係畫出來，此即能帶圖。這對PN界面等十分重要。以後我們將發現單由能帶圖其實足以看出許多有用的訊息。



- E_i : intrinsic level: 未摻雜半導體中 E_f 的能量位置。在 E_i 與 E_f 相交處， $n=p$ 。

電子及電洞密度計算:

- 載子濃度 = $\int_{\text{energyband}} \{\text{能態密度}(E) \cdot \text{分佈機率}(E)\} dE$ 。
- 一般而言，除非摻雜濃度超過 10^{18} cm^{-3} ，否則 E_f 皆離開 E_c 或 E_v 好幾 kT 以外，因此分佈機率皆可以指數函數來逼近。
- 任何良好的函數與指數函數乘積的積分皆為指數函數。又考量當 $E_i=E_f$ 時， $n=p$ ，記為 n_i ，且 E_f 越大， n 越大等。我們可得：

$$n = n_i e^{(E_f - E_i) / kT}$$

$$p = n_i e^{(E_i - E_f) / kT}$$

- 對室溫(300K, 27°C)下的Si而言， n_i 約為 10^{10} cm^{-3} ， kT 為0.026eV。

mass action law:

$$np = n_i^2$$

在室溫中，多數載子即所摻雜的dopant 濃度，因此我們有：

- 在n-type半導體中： $n = N_D \Rightarrow p_n = \frac{n_i^2}{N_D}$
- 在p-type半導體中： $p = N_A \Rightarrow n_p = \frac{n_i^2}{N_A}$

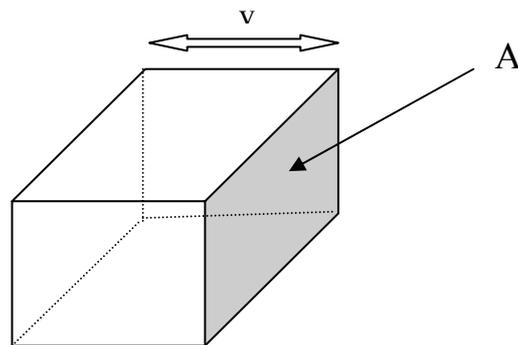
載子傳播現象

電流成份

當物理系統處於不平衡的狀態，通常希望藉由能量等的重新分配來回復到平衡狀態。在金屬或半導體中，因為電子或電洞是可動的，因此不平衡時的金屬或半導體中，常會產生載子的流動，因為載子帶電荷，因此，這就形成了電流 (current)。

電流：單位時間通過固定截面積的電荷量。

$$I = q A n v$$



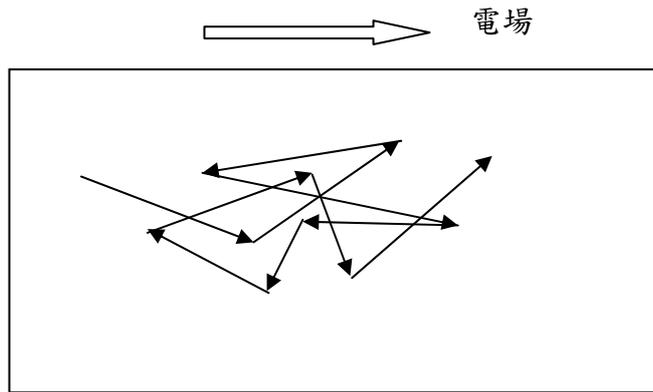
在單位時間內，所有這 vA 體積內的所有載子， nvA 皆通過截面 A 。每一載子帶電 q ($1.6e-19C$)，因此電流為 $qAnv$ 。

元件物理上常用電流密度(current density)，即單位面積通過的電流， $J=qnv$ 。

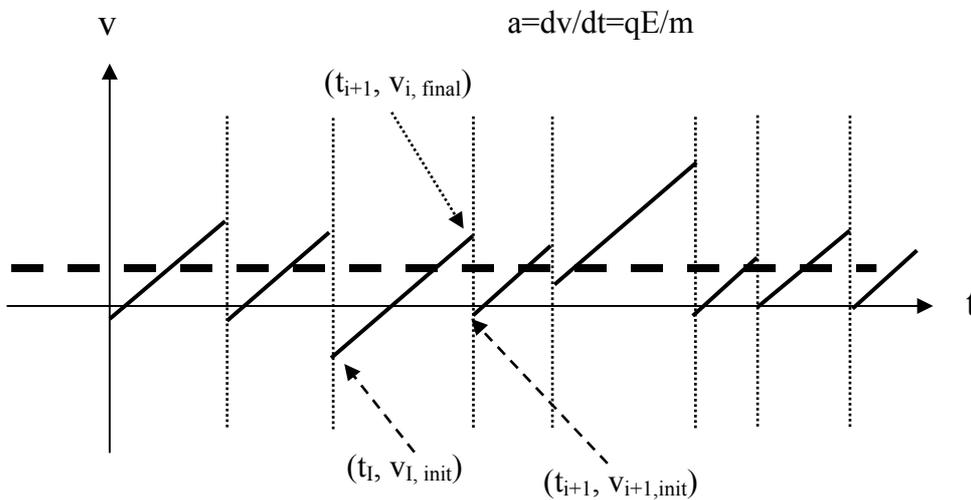
造成不平衡而產生電流的原因有許多，最常見的有電場(電位、能量的不平衡)以及載子濃度等兩種。其他如溫度等亦是重要原因，但溫度的效應甚複雜，在基礎半導體物理中，通常不深入探討。

電流的電場遷移 (drift) 成份:

- 電子的能量為 $(-q)V(x)$ ，其中 $V(x)$ 為 x 處的電位(單位是Voltage)。
- 電場定義為 $E(x)=-dV(x)/dx$ ，電子在電場中受力為 $F=-qE(x)$ 。
- 在電場中，因為受力的存在，電子被電場加速而獲得能量。但電子也受到晶格缺陷及其它如聲子(聲子即熱擾動中的晶格運動)等的散射；當電子撞上這些，它會將能量轉移給晶格，而從一隨機的速度開始重新加速。



- 電子速度 $v = (\text{起始速度}) + (\text{加速度 } qE/m)(\text{時間 } t)$ ，若平均散射間隔(即平均自由時間)為 τ ，則平均速度為 $\langle v \rangle = (qE/m)\tau = (q\tau/m)E = \mu_n E$ 。此比例常數 μ_n 稱為電子的載子移動率(carrier mobility)。由此可得電流之電子的電場遷移成份：
$$J_{n,drift} = qn\mu_n E。$$



- 同理對電洞，我們有 $J_{p,drift} = qp\mu_p E$ 。
- 對室溫下的Si而言， μ_n 約為 $1500 \text{ cm}^2 / V \cdot \text{sec}$ ， μ_p 約為 $450 \text{ cm}^2 / V \cdot \text{sec}$ 。但移動率其實與半導體摻雜及傳導通道的狀況相關的，通常摻雜越大，移動率越低。

電流之擴散 (diffusion) 成份：

- 載子濃度不但可由摻雜而改變，照光，改變溫度等皆會改變當地的載子濃度。可動粒子由高濃度區移向低濃度區，是日常中常見的事實，如香水等之擴散。由於載子濃度的不均勻分佈所產生電流，即是所謂的電流擴散成份。
- 擴散只與不均勻(因此微分不為零)的濃度有關，而與濃度本身無直接關係。因此擴散電流應予載子濃度的微分有關。一般取一階微分，可得：

$$J_{n,diffusion} = (-q)(-D_n) \frac{dn}{dx}$$

$$J_{p,diffusion} = (+q)(-D_p) \frac{dp}{dx}$$

電流組成方程:

由以上兩者可得電流組成方程:

$$J = J_n + J_p$$

$$J_n = J_{n,drift} + J_{n,diffusion} = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx}$$

$$J_p = J_{p,drift} + J_{p,diffusion} = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx}$$

Einstein 關係:

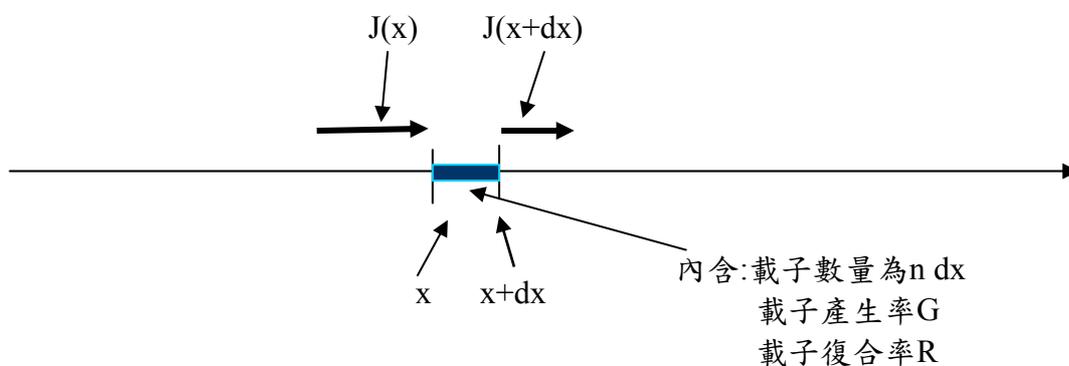
- 載子若易於移動，則在電場下之遷移速度與不均勻濃度中的擴散速度應該都很快，因此擴散常數D與移動率間應該有一關係。
- 考慮平衡，無外加電壓或其光或熱，則電流應為零。因此， $J_n = J_p = 0$ ，

由電流組成方程、 $n = n_i e^{(E_f - E_i)/kT}$ 、 $E = -\frac{dV(x)}{dx} = -\frac{1}{(-q)} \frac{dE_i}{dx}$ 、及 $\frac{dE_f}{dx} = 0$

等關係，可得 $D_n = \frac{kT}{q} \mu_n$ 。同理 $D_p = \frac{kT}{q} \mu_p$ 。此兩關係稱為Einstein關係。

電流連續方程

- 電荷是不會無緣無故消失的，因此載子濃度的改變必因為電流之改變或載子對的復合或產生所造成。



- 考察電子濃度的改變，我們有：

$$\Delta(n\Delta x) = \left\{ \frac{[J(x) - J(x + \Delta x)]}{(-q)} \Delta t - R^* \Delta t \Delta x \right\}$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} - R_n^*$$

- 同理，對電洞而言，我們有：

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} - R_p^*$$

- $R_{n,p}^*$ 為單位時間單位體積內，電子或電洞數目之減少量。稱為電子或電洞的淨復合率。在穩定狀態為 $R_n^* = R_p^*$ 。在非穩定狀態，兩者之差為載子被缺陷之捕獲率。
- 一般狀況下系統皆欲回復平衡，而系統不平衡的指標就是系統中有過多或過少的載子濃度，因此載子淨復合率必與過多(excess)載子濃度有關。由實驗可驗證，通常可寫如下關係： $R_n^* = \frac{\Delta n}{\tau_n}$ ， $R_p^* = \frac{\Delta p}{\tau_p}$ ，其中

$\Delta n, \Delta p = (\text{現有的載子濃度}) - (\text{平衡時的載子濃度})$ ，而 $\tau_{n,p}$ 為載子之生命期。這其實可看作 $\tau_{n,p}$ 的定義。一般情況 $\tau_{n,p}$ 幾乎是常數，與注入載子濃度幾乎無關。但 $\tau_{n,p}$ 與半導體許多製程參數相關的，一般 $\tau_{n,p}$ 約略在數至數十 μsec 左右。

一個有用的例子。

我們現在來看一個很有用的例子，在以下我們將利用這一個例子的結果來計算電流電壓關係。

- 設有一n-type半導體，其摻雜濃度為 N_D 。假設在 $x=0$ 處注入電洞，使其在 $x=0$ 處電洞濃度為 p_0 。求穩定狀態下電洞濃度隨位置之變化及在 $x=0$ 處之電流密度。

<sol : >

由電流組成及電流連續方程：

$$q \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (qp\mu_p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x}) - q \frac{p - p_{n0}}{\tau_p}$$

在半導體中性區存在有大量的多數載子，在電場的作用下，多數載子將移動而與其相關的的離子(本例中為donor的離子)分離，這些電荷的分離將會造成一與原電場相抵銷的反向電場。因此在穩定狀態中，中性區是不能有電場的。(這其實是中性區的定義)。又在穩定狀態下， $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ ，因此我們可得：

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} = 0$$

因此可得 $p(x) = p_{n0} + (p_0 - p_{n0})e^{-x/L_p}$ ，

其中， $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ ，稱為電洞的擴散長度(diffusion length)。

又，因為現在考慮低載子注入之情形，多數載子的濃度幾乎不改變，因此多數載子並不貢獻擴散電流，由此可知，中性區中唯一的電流密度即為少數載子的擴散電流。由上面之 $p(x)$ 關係我們可得 $x=0$ 處電流密度為

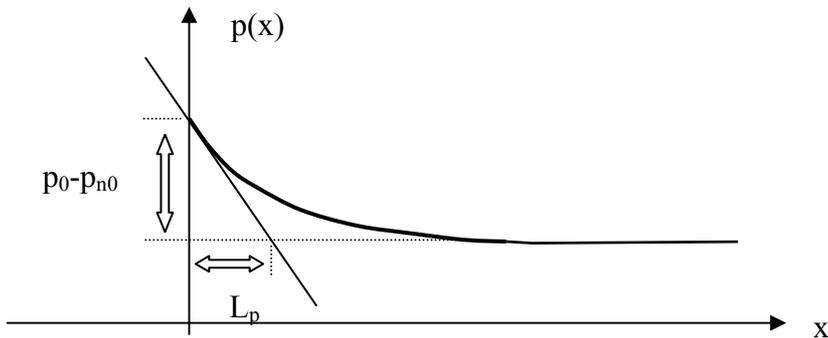
$$J_p = qD_p \frac{dp}{dx} = qD_p \left(\frac{p_0 - p_{n0}}{L_p} \right)。$$

這裡有幾點值得記憶：

- Δp 指數下降。更重要的，
- 中性區中唯一的電流密度為少數載子的擴散電流

$$J_p = qD_p \frac{dp}{dx} = qD_p \left(\frac{p_0 - p_{n0}}{L_p} \right)$$

- $\frac{dp}{dx} = \frac{p_0 - p_{n0}}{L_p}$

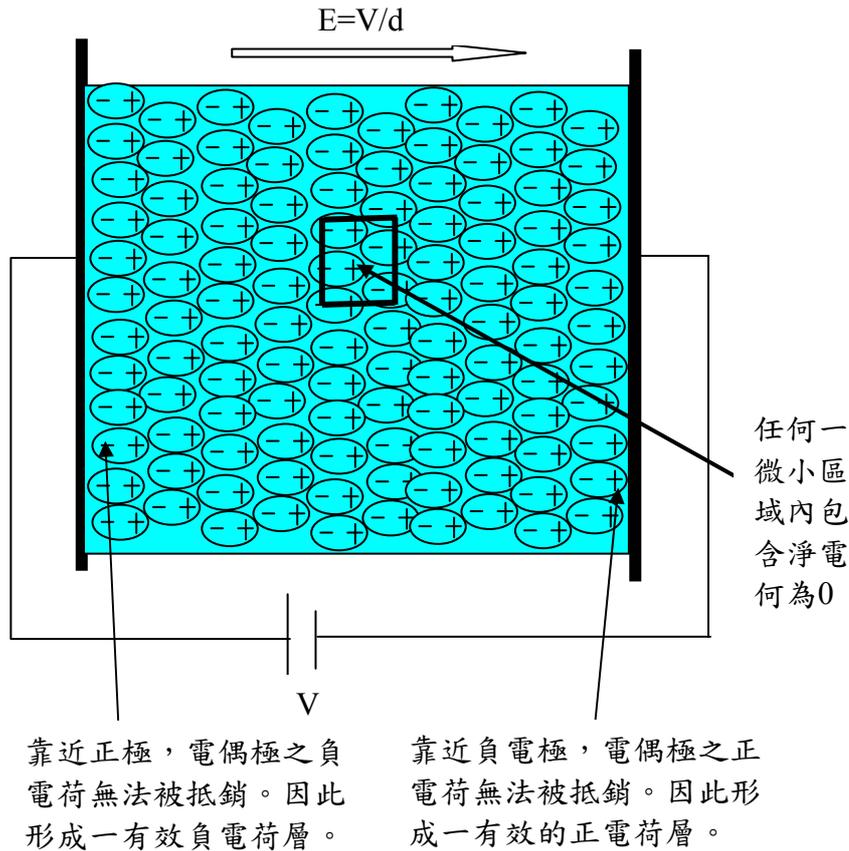


Poisson 方程

- 在真空中，(總)電場與(總)電荷密度有如下的關係：

$$-\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{1}{\epsilon_0} Q(x) \quad ,$$

其中 ϵ_0 為真空之介電係數 ($8.854 \times 10^{-14} F/cm$, Farad 為電容之單位)。



- 現在假設加一外加電場 E 於固體上，假設固體對外加電場等毫無反應，則

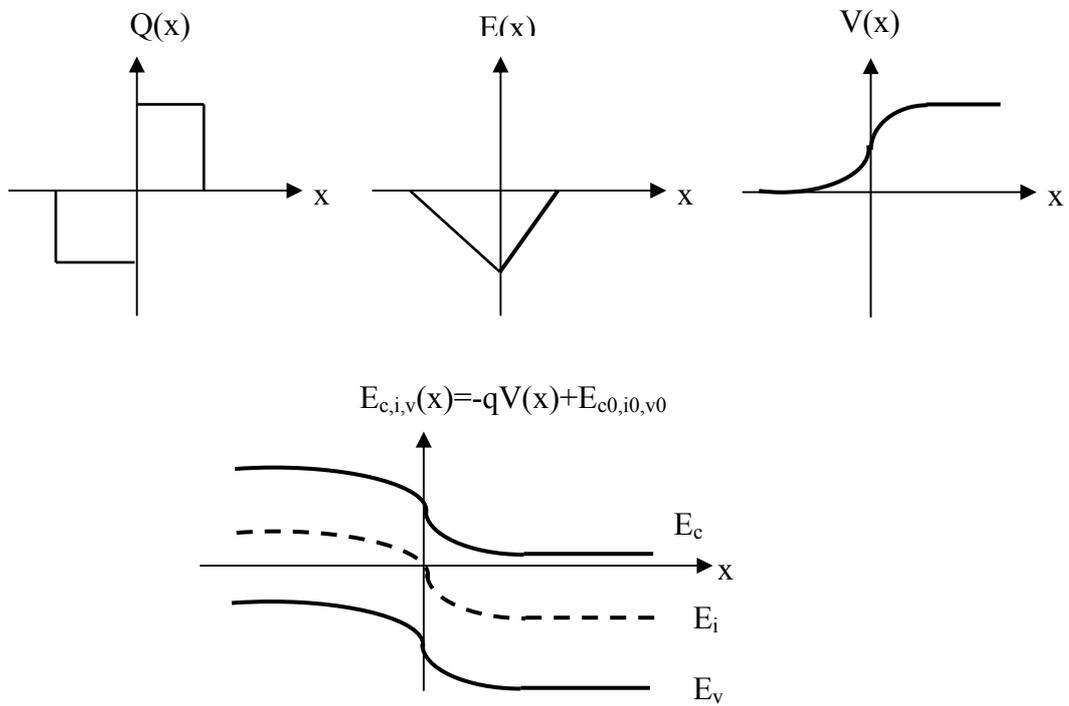
我們必仍有 $\frac{dE_{ext}}{dx} = \frac{1}{\epsilon_0} Q_{ext}(x)$ 。但在外加電場下，一般固體中之分子偶極

將因電場而轉向，並產生一反向的電場 $E_{ind} = -\chi E_{total}$ 來抵銷外加電場。總電場 $E_{total} = E_{ext} + E_{ind}$ ，因此， $E_{ext} = (1 + \chi) E_{total} = \epsilon_r E_{total}$ 。我們得：

$$\frac{d(\epsilon_r E_{total})}{dx} = \frac{1}{\epsilon_0} Q_{ext}(x) \quad , \quad \text{或} \quad \frac{d(\epsilon_r \epsilon_0 E_{total})}{dx} = -\frac{d}{dx} \left(\frac{d(\epsilon_r \epsilon_0 V)}{dx} \right) = Q_{ext}(x)$$

- ϵ_r 稱為材料之相對介電係數，或者介質常數(dielectric constant)。注意， $\epsilon_r = 1 + \chi$ ，因此一般而言， $\epsilon_r > 1$ 。介電係數越大，表示材料對外加電場的感應越大。我們將見到這與電容有極大的關係。
- 對半導體而言，我們有 $Q(x) = q[p(x) - n(x) + N_D^+(x) - N_A^-(x)]$ 。

- 由Poisson方程，我們可由 $Q(x)$ 開始，求得電位與電子能量，因此可得能帶圖。反過來說，由電位、電子能量(能帶圖)等，我們可以得到電荷分佈。



Poisson eq 也告訴我們

$$\epsilon_r \epsilon_0 E \Big|_{x_2} - \epsilon_r \epsilon_0 E \Big|_{x_1} = \{ \text{包含於 } x_2 \text{ 與 } x_1 \text{ 之間的所有電荷} \}$$

這一點以後面會很有用。

PN 界面 (PN Junction) 與雙極界面電晶體(Bipolar Junction Transistor)簡介

什麼是 PN 界面?

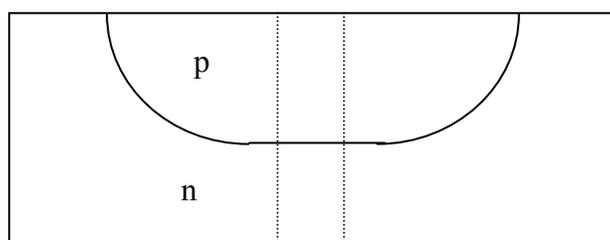
PN 界面 即是將 P 型半導體及 N 型半導體 放在一起而成. 它最重要的特徵為於電流電壓的整流性，及空乏區內的電場。

PN 界面的重要性:

PN界面是組成幾乎所有元件最基本的要素, 如二極體、雙極界面電晶體、金氧半導體等都少不了它。在太陽電池或光偵測器中，它常被用作提供電場的區域。在雙極界面電晶體或雷射二極體中，它也是用以注入載子的界面。在一般積體電路裡, 它也常被用以隔絕元件與元件。

PN 界面的常見的製作方式(半導體製程):

- 雜質擴散
- 離子植入



PN界面的平衡特性

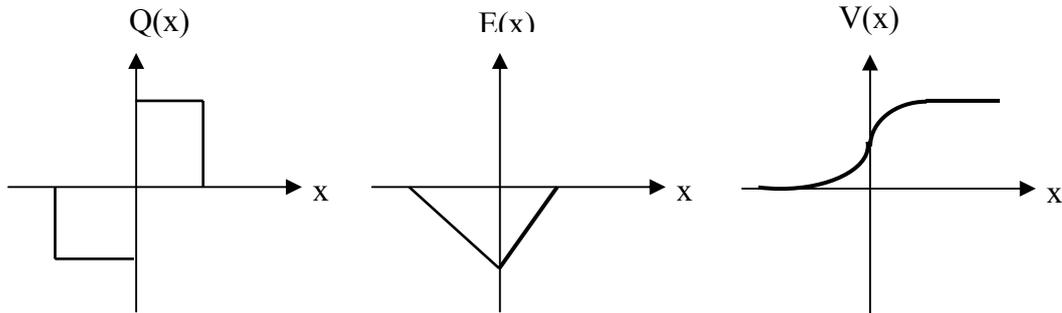
物理的直觀描述:

P型半導體內的多數載子為電洞，而N型半導體內的多數載子為電子。當P型半導體及N型半導體接觸，由於電子與電洞密度的不均勻分佈, 電子將由N型半導體擴散至P型半導體, 而電洞將由P型半導體擴散至N型半導體。載子的擴散將使標示載子濃度的 Fermi levels 變化，而達到兩邊Fermi level相等為止。

- 是否電子與電洞將變成完全均勻?

Ans: 不會的. 因為系統中除了電子與電洞外, 尚有不可動的正電荷及負電荷離子. 這些離子因可動載子的離去而裸露出來, 這些裸露的電荷將會產生一阻止載子繼續擴散的接觸電場。以能量的觀點視之, 即是一位能障的

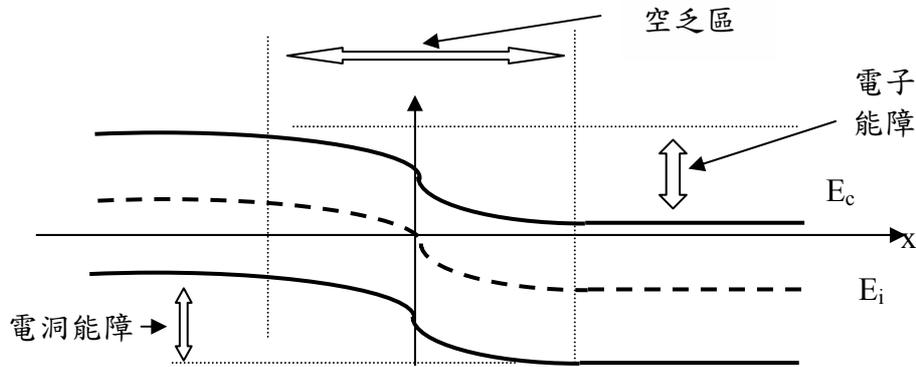
建立。



PN界面的能帶圖：

遵循原則：

- Fermi level 必須處處相等。
- 遠離界面時，Fermi level 與單一摻雜時相同。



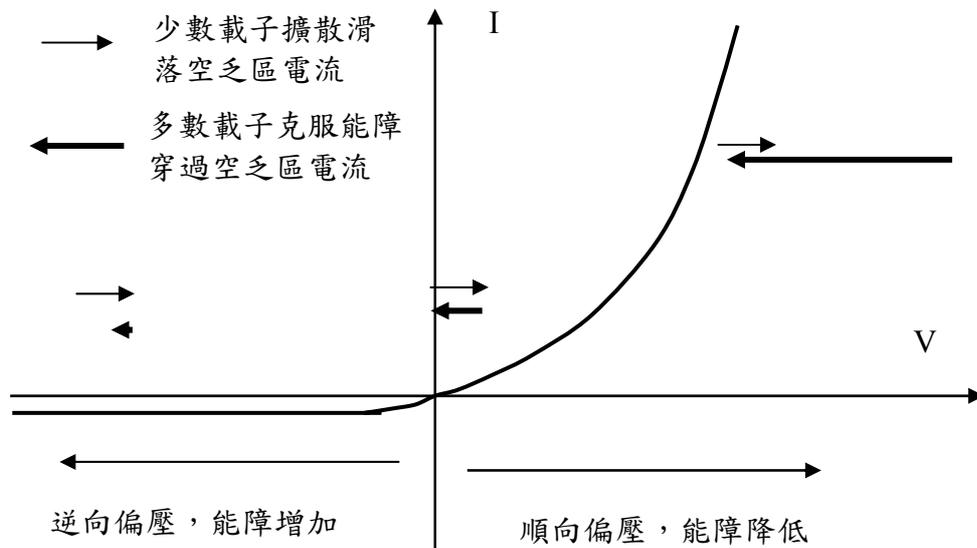
空乏區、能障、順向偏壓、與逆向偏壓：

- 在裸露電荷的區域，電場將加速載子使脫離此區，因此在此區域載子的數量比較起中性區(即無電場的區域)將甚小。因此此區稱為空乏區。
- 未加偏壓的pn界面，空乏區所伴隨的能障稱為built-in (內建)potential。
- 空乏區內由於載子濃度小，因此電阻係數比起中性區大，所以外加偏壓將大部分落於空乏區內。因此外加偏壓將用以改變能障的大小。
- 因電位僅有相對的意義，我們可以固定n區的電位，也就是取之為零參考電位，而改變p區的電位。若取p區電位為正，此時p區電子能量降低，我們將看到，這將使空乏區變小，電流導通。此稱為順向偏壓。
- 若取p區電位為負，則p區電子能量增加，因此能障高度增加。這將使空乏區變寬，而電流截止。這種偏壓稱為逆向偏壓。

理想PN界面之電流電壓特性

pn界面的位能能障之存在可解釋 PN 界面的整流特性。考慮電子電流為例：

- 在平衡時，淨電子電流為零。因此，由p區(高能量但少數)的電子滑落到n區的電子電流=由n區(低能量但數目大)越過能障而流至p區的電流。
- 在逆向偏壓時：
 - 由p區(高能量但少數)的電子滑落到n區的電子電流並未有大的改變，因為此電流為p區中的電子漫步滑入空乏區邊沿的數量，而這些並不受偏壓的影響。但是，
 - 由n區(低能量但數目大)越過能障而流至p區的電流，則因能障高度的上升，而使具有足夠能量的電子急劇減少。因此，總電子電流約略維持由p區滑落到n區的小電子電流。
- 在順向偏壓時：
 - 由p區(高能量但少數)的電子滑落到n區的電子電流並未有大的改變，因為此電流為p區中的電子漫步滑入空乏區邊沿的數量，而這些仍不受偏壓的影響。但是，
 - 由n區(低能量但數目大)越過能障而流至p區的電流，則因能障高度的下降，而使具有足夠能量的電子急劇增加。注意，因為電子高能量的分佈呈指數分佈，因此室溫時當能障下降 0.026eV 時，具足夠能量的電子數目就增加2.718倍。因此此電流呈指數關係急劇上升。因此，總電子電流呈指數關係急劇上升。



以下我們將對pn界面的電流電壓關係，做一定量的處理。

準費米階(quasi-Fermi levels)之觀念：

一加偏壓的pn界面雖然是不平衡的系統，但在遠離界面的區域，系統仍處與本地平衡(local equilibrium)的狀態，因此，仍可以仿照平衡時定義一準費米階。我們將看到藉由此準費米階與電流的關係，可以十分簡單的看出電流電壓關係。準費米階的定義如下如下：

若已知 $n(x)$, $V(x)$ (因此 $E_i(x)$ 亦已知), 我們可定義一電子的準費米階使下列等式成立: $n(x) = n_i e^{(E_{fn}(x) - E_i(x))/kT}$, 或者, $E_{fn}(x) = E_i(x) + kT \ln\left(\frac{n(x)}{n_i}\right)$ 。

同理可定義電洞的準費米階使下式成立:

$$p(x) = n_i e^{(E_i(x) - E_{fp}(x))/kT}, \text{ 或者, } E_{fp}(x) = E_i(x) - kT \ln\left(\frac{p(x)}{n_i}\right)。$$

準費米階有下列直觀的特性:

- 在偏壓下, 電子的準費米階與電洞的準費米階不必相同。
- 在偏壓下 $np = n_i^2 e^{(E_{fn} - E_{fp})/kT}$ 。
- 在偏壓甚小系統趨於平衡時, 兩準費米階皆應趨近於系統之真正費米階。
- 在遠離界面的中性區中, 因為為本地平衡(注意, 偏壓皆落於空乏區, 偏壓對遠離界面的中性區無影響), 兩準費米階回歸平衡時真正費米階的位置。
- p區遠離界面中性區之準費米階-n區遠離界面中性區之準費米階 $= -qV_{app}$ 。
- 由前面準費米階之定義, Einstein關係, 及電場與能階之關係, 可以證明

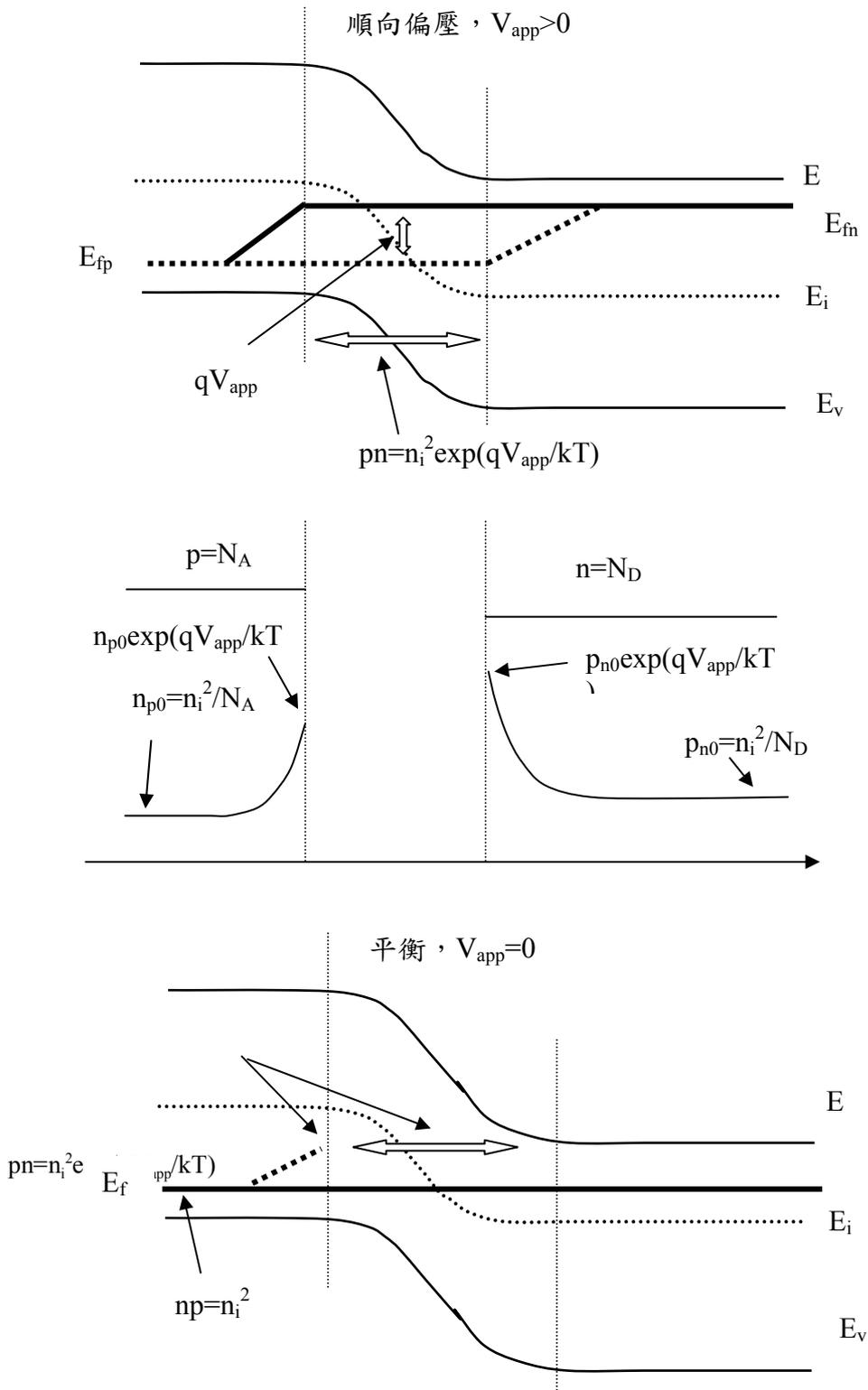
$$J_n = n\mu_n \frac{dE_{fn}}{dx}, \quad J_p = p\mu_p \frac{dE_{fp}}{dx}$$

注意, 上式中皆已含擴散電流及電場遷移電流成分。

- 由上式, 在多數載子區域, 因為多數載子濃度甚大, 因此其相對的準費米階與位置無關。因此, 多數載子的準費米階必與平衡時之費米階同。
- 可以證明, 在空乏區, 雖然載子數目不大, 但在低電流極限, 準費米階亦與位置無關。

有了上述這些認識, 我們可以畫偏壓時之能帶與準費米階, 並用以計算各區域載子的濃度。

pn界面偏壓下之能帶圖、準費米階與少數載子分佈



有了上述載子濃度分佈圖，我們可以計算電流電壓關係。
 注意，在中性區，由於電場為零，因此只有擴散電流成分。又，因多數載子濃度並無改變，因此只有少數載子擴散電流。由前面計算少數載子擴散電流的圖解法，我們可得下列電流電壓關係：

$$J_n = (-q)(-D_n)\left(\frac{n_i^2}{N_A} \frac{e^{qV_{app}/kT} - 1}{L_n}\right) = \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A} (e^{qV_{app}/kT} - 1)$$

$$J_p = \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} (e^{qV_{app}/kT} - 1)$$

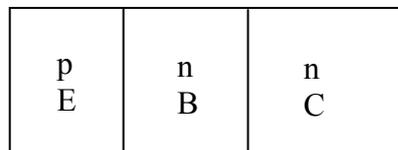
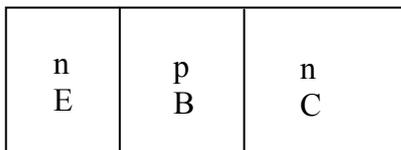
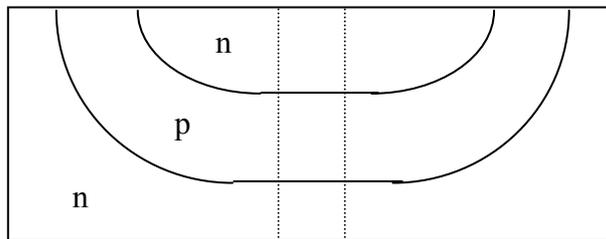
$$I = A(J_n + J_p) = I_0 (e^{qV_{app}/kT} - 1) ,$$

where $I_0 = Aqn_i^2\left(\frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D}\right)$ is the reverse saturation current.

什麼是雙極界面電晶體？

具有兩 PN 界面的結構 (nnp 或 pnp)，(基極必須短.)

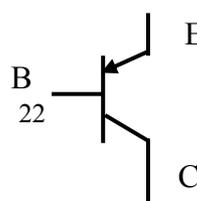
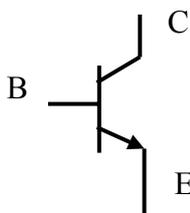
問題：與兩二極體相接有何差異？



■ E: Emitter(射極)、B: Base(基極)、C: Collector(集極)

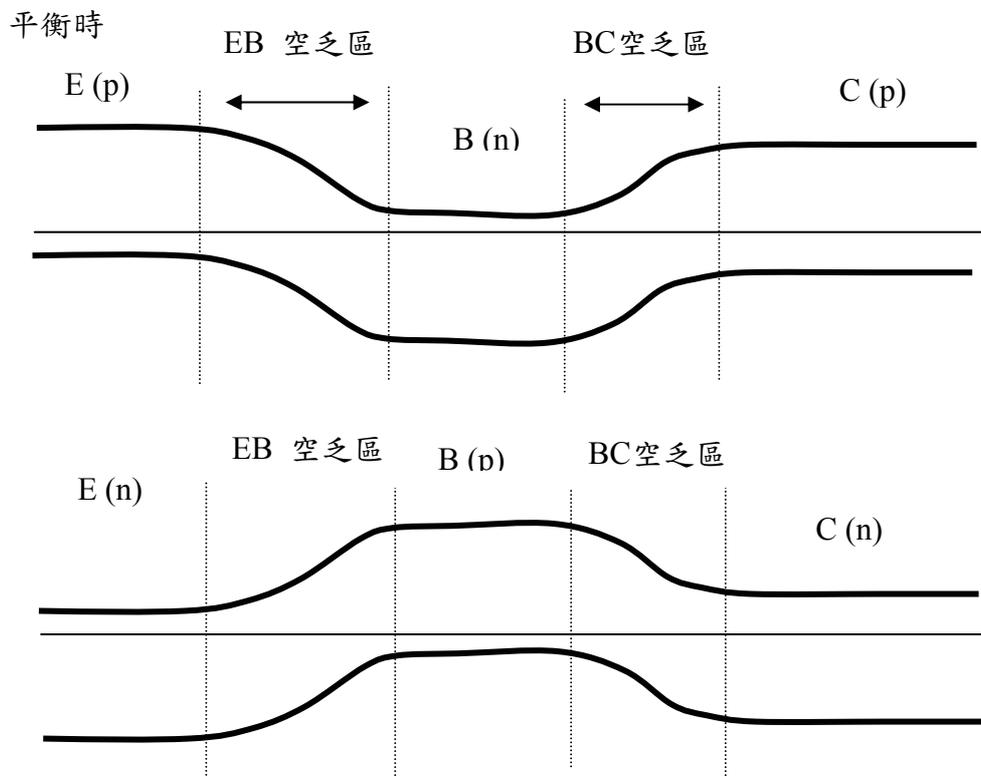
■ 雙極界面電晶體的特色：

具有相當大的電流處理能力及快速轉換 (switching)，應用於高頻電路。即使在CMOS元件中亦有許多寄生的BJT，這些BJT對CMOS元件特性，具有十分重要的影響。

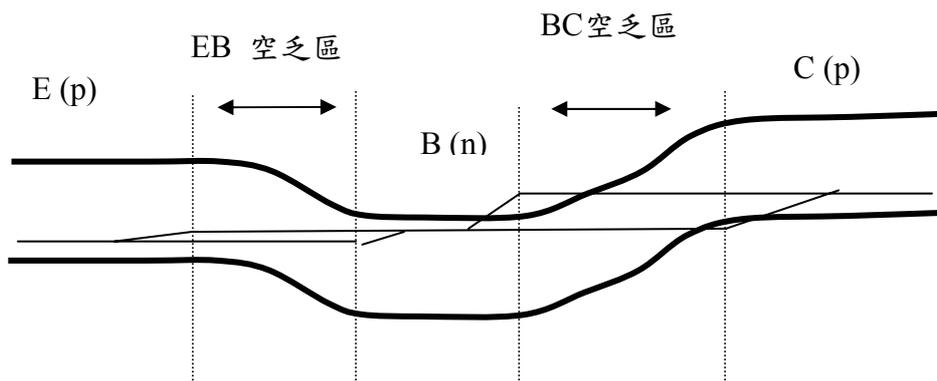


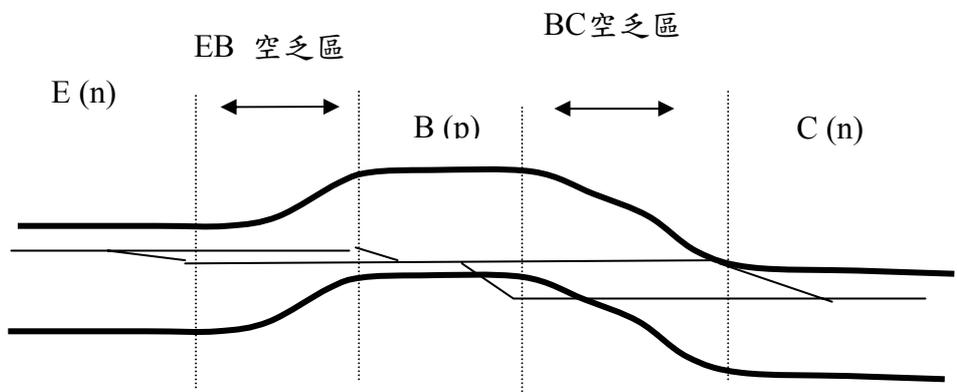
- 上面所示的BJT是所謂雙擴散 (double diffused) 平面 (planar) 型，一般在積體電路之BJT中，為減少集極通路的寄生電阻，除了正常之集極外，一般皆有另一個埋藏集極(buried collector)。同時，射極也並非單一無窮長的長度，而是一多晶射集串接一很短的單晶射極，這對BJT特性有許多重要的影響。我們在下面將對對這些作一些簡介。

■ 雙極界面電晶體之能帶圖

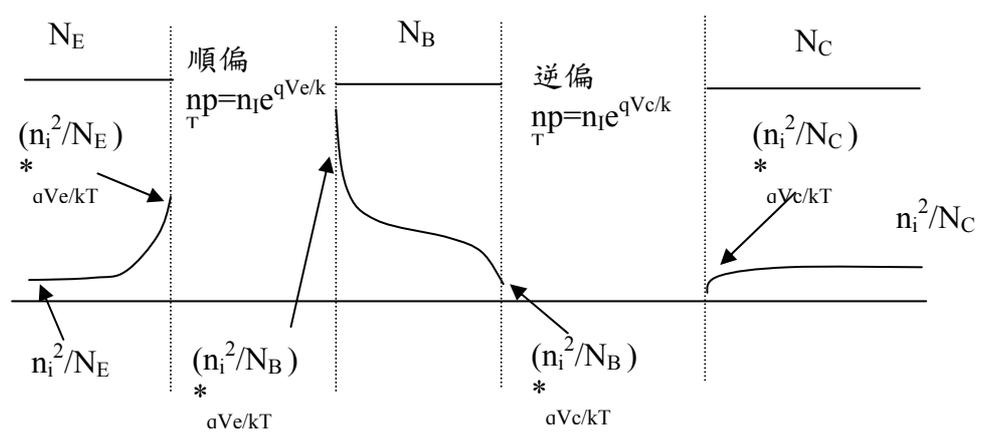
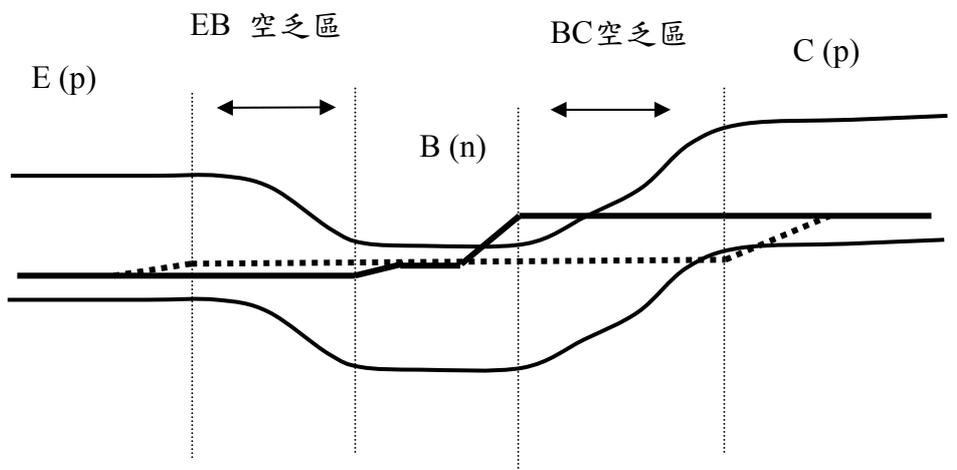


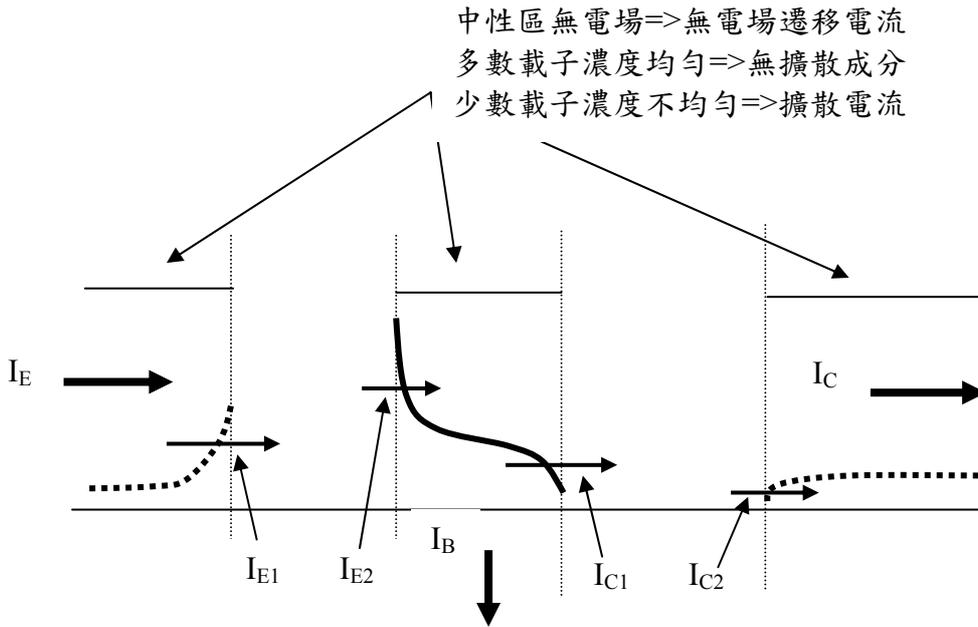
外加偏壓時





雙極界面電晶體之載子分佈圖與電流方向定義





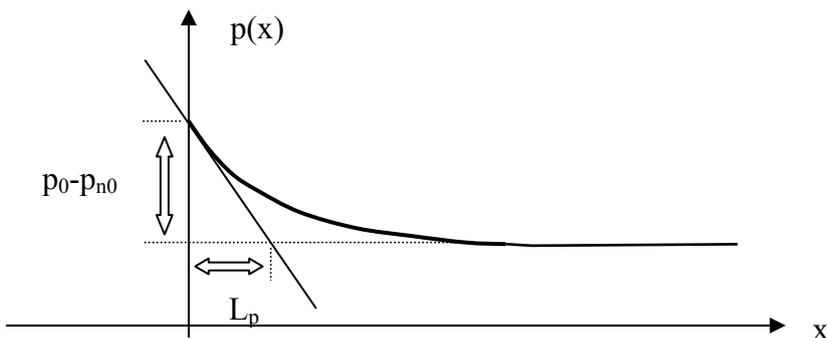
- 中性區無電場，故不論多數載子或少數載子皆無電場遷移電流。
- 多數載子均勻，因此並不貢獻擴散電流。
- 少數載子濃度變化大，故貢獻擴散電流。此為理想電晶體的電流成分。
- 除此外，基極中性區堆積大量少數載子，因此有將貢獻復合電流。兩空乏區亦有復合及產生電流成分，這其中尤以射極-基極空乏區，因為一般時間皆為順向偏壓，其復合電流貢獻尤其重要。

雙極界面電晶體之電流電壓關係:

- 電流成分 I_{E1} ， I_{C2} 皆可用以前常用方法來求得。

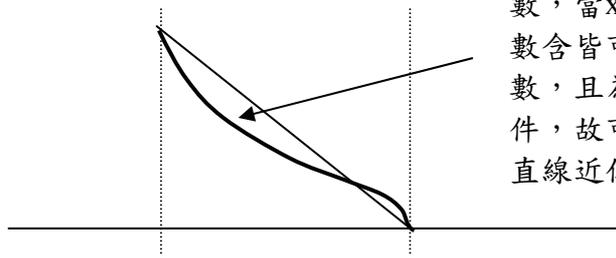
$$I_{E1} = qAD_E \frac{\frac{n_i^2}{N_E} (e^{qV_E/kT} - 1)}{L_E}, \quad I_{C2} = -qAD_C \frac{\frac{n_i^2}{N_C} (e^{qV_C/kT} - 1)}{L_C}$$

注意上面式子中的 V_E ， V_C 之符號：順向取為正，逆向取為負。 I_{C2} 之符號須視電流之方向與 V_C 之正負來決定。



- I_{E2} 及 I_{C1} 之求法可假設基極厚度甚薄，因此少數載子分佈可以用一直線來代替。我們即可求取此二電流。注意，直線僅有一斜率，固兩電流相同。因此前面的假設也等於是說，所有進入基極的少數載子皆未被復合而得以被集極所收集。我們將在下面加入進一步的修正。

$$I_{E2} = I_{C1} = qAD_B \frac{\frac{n_i^2}{N_B} (e^{qV_E/kT} - e^{qV_C/kT})}{W_B}$$



原方程式之解為指數函數，當x甚小，每一個指數含皆可近似為線性函數，且為適合其邊謝條件，故可以連接兩端點之直線近似之。

npn雙極界面電晶體之電流電壓關係可寫如下：

$$I_E = I_{E1} + I_{E2} = qAD_E \frac{\frac{n_i^2}{N_E} (e^{qV_E/kT} - 1)}{L_E} + qAD_B \frac{\frac{n_i^2}{N_B} (e^{qV_E/kT} - e^{qV_C/kT})}{W_B}$$

$$I_C = I_{C1} + I_{C2} = qAD_B \frac{\frac{n_i^2}{N_B} (e^{qV_E/kT} - e^{qV_C/kT})}{W_B} - qAD_C \frac{\frac{n_i^2}{N_C} (e^{qV_C/kT} - 1)}{L_C}$$

$$I_B = I_E - I_C = qAD_E \frac{\frac{n_i^2}{N_E} (e^{qV_E/kT} - 1)}{L_E} + qAD_C \frac{\frac{n_i^2}{N_C} (e^{qV_C/kT} - 1)}{L_C}$$

上面三式即為理想雙極界面電晶體之電流電壓關係。

雙極界面電晶體之四種工作狀態與電流放大率：

active: BE 順向偏壓, BC 逆向偏壓
reverse active: BC 順向偏壓, BE 逆向偏壓
cutoff: BE 及 BC 皆逆向偏壓 (CE: 小電流 大壓降)
saturation: BE 及 BC 皆順向偏壓 (CE: 大電流 小壓降)

這四種狀態中以active為最常見。在active的情況下

$$I_C = qAD_B \frac{\frac{n_i^2}{N_B} (e^{qV_E/kT} - e^{qV_C/kT})}{W_B} - qAD_C \frac{\frac{n_i^2}{N_C} (e^{qV_C/kT} - 1)}{L_C} \approx \frac{qAD_B n_i^2}{N_B W_B} e^{qV_E/kT}$$

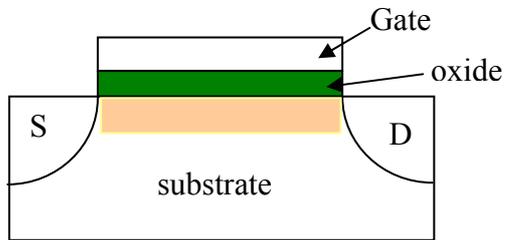
$$I_B = qAD_E \frac{\frac{n_i^2}{N_E} (e^{qV_E/kT} - 1)}{L_E} + qAD_C \frac{\frac{n_i^2}{N_C} (e^{qV_C/kT} - 1)}{L_C} + \frac{qAW_B n_i^2 (e^{qV_E/kT} + e^{qV_C/kT} - 2)}{N_B \tau_B}$$

$$\approx \left(\frac{qAD_E n_i^2}{N_E L_E} + \frac{qAW_B n_i^2}{2N_B \tau_B} \right) e^{qV_E/kT}$$

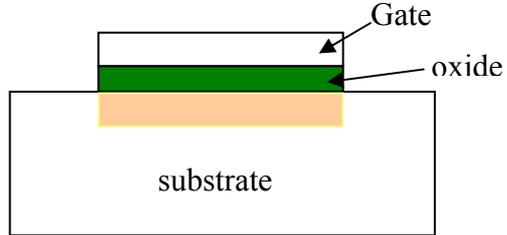
$$\beta \equiv \frac{I_C}{I_B} \approx \frac{\frac{D_B}{N_B W_B}}{\frac{D_E}{N_E L_E} + \frac{W_B}{2N_B \tau_B}} = \frac{1}{\frac{D_E}{D_B} \frac{N_B}{N_E} \frac{W_B}{L_E} + \frac{W_B^2}{2\tau_B D_B}} = \frac{1}{\frac{D_E}{D_B} \frac{N_B}{N_E} \frac{W_B}{L_E} + \frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_B} \right)^2}$$

金屬-氧化物-半導體(Metal-Oxide-Semiconductor, MOS)元件

金氧半電晶體(MOSFET, MOST)



金氧半電容



MOS場效電晶體之分類：

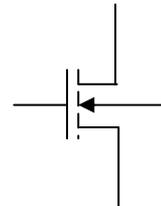
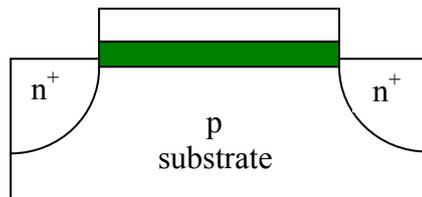
以通道中主要載子的種類分類：

- n-channel MOS (nMOS): 以電子為載子的MOSFET。
- p-channel MOS (pMOS): 以電洞為載子的MOSFET。

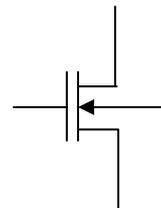
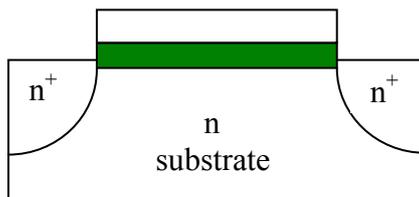
上述每種又可再分為兩種：

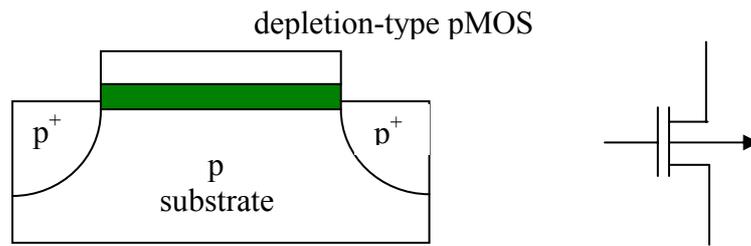
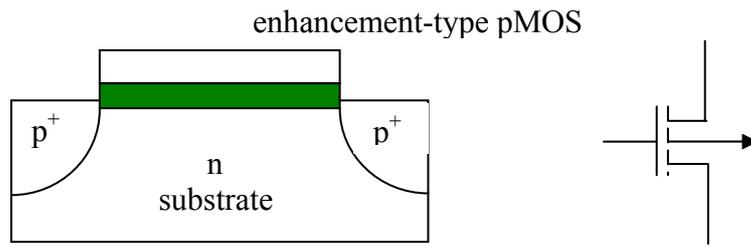
- enhancement-type: normally OFF, substrate與S、D摻雜不同型。
- depletion-type: normally ON, substrate與S、D摻雜同型。

enhancement-type nMOS



depletion -type nMOS

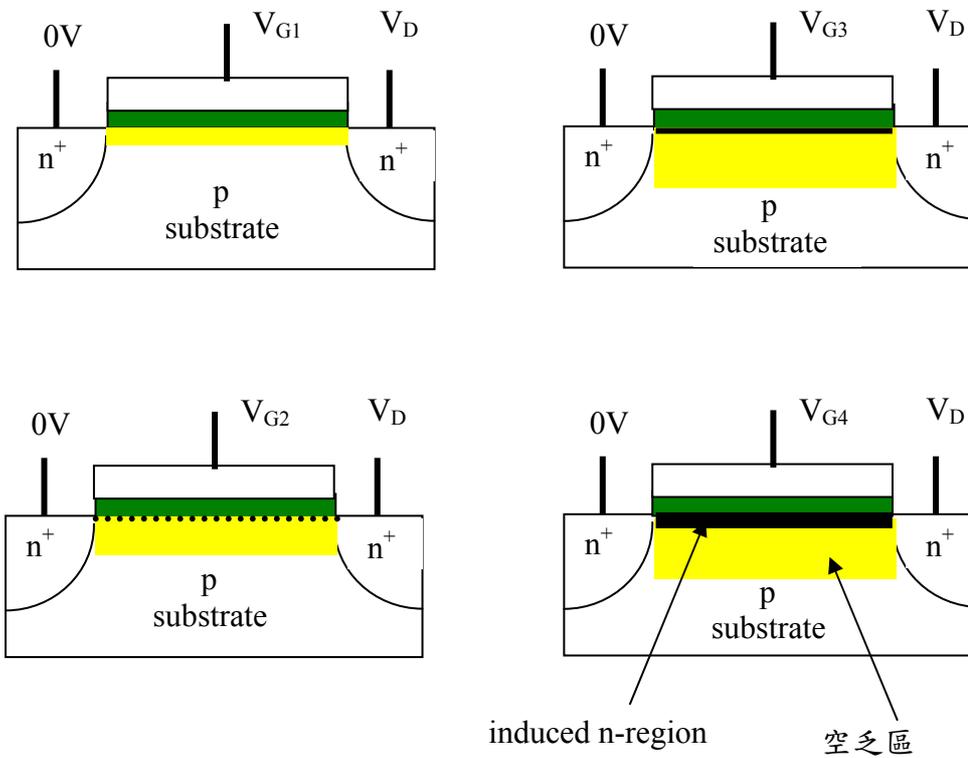




MOS場效電晶體工作原理I：載子與空乏區

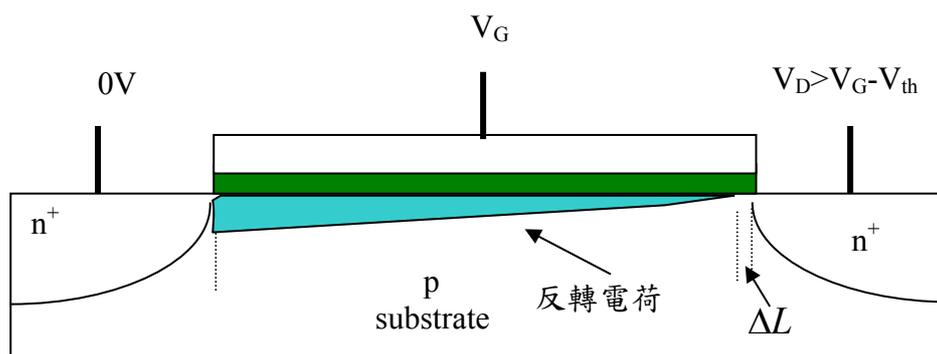
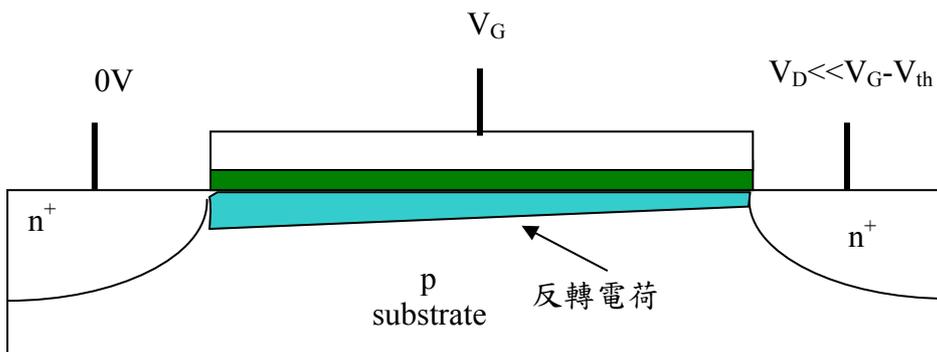
閘極電壓對半導體中電荷分佈的影響

$$V_{G1} < V_{G2} < V_{G3} = V_{th} < V_{G4}$$



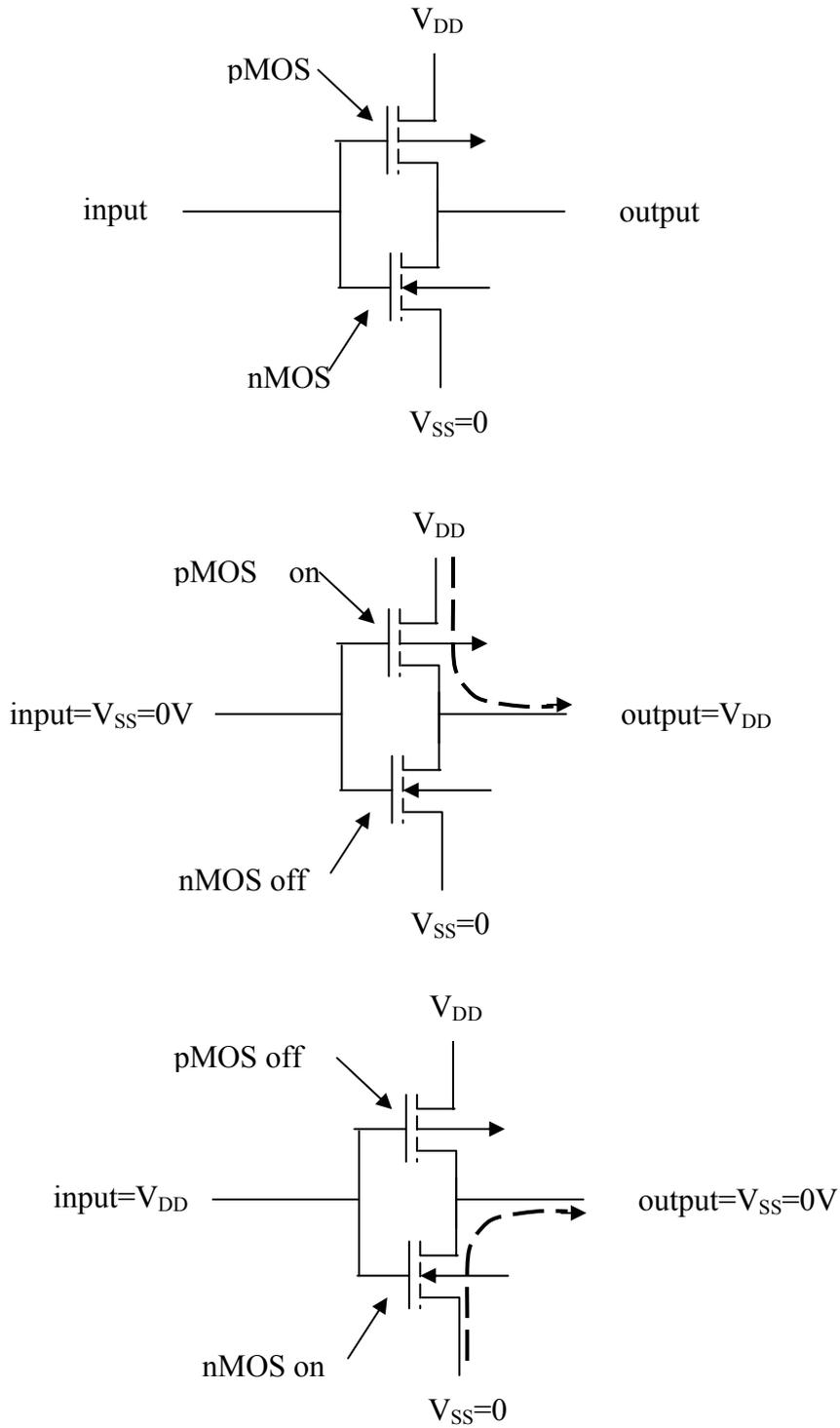
金氧半電晶體工作原理：電流/電壓關係

- 我們只考慮長通道元件，因為對於長通道元件，閘極所加的垂直電場遠大於汲極的水平電場，因此可將通道分為各幾乎獨立的切片，則前面MOS界面的臨界電壓公式就都可使用。反之，如果是短通道元件，則需考慮電場的二維或三維效應。
- 假設汲極電壓 V_D 很小，則我們可以將通道中各處的半導體的電位近似為線性分佈，因此通道反轉電荷之平均值可由源極處及汲極處反轉電荷的平均值得到。此值為 $\bar{Q} = c_{ox}(V_G - V_{th} - V_D/2)$ 。
- 將平均反轉電荷帶入電阻率公式，計算通道平均電阻可以求出電流電壓關係： $I_{DS} = \frac{c_{ox}\mu_n W}{L}(V_G - V_{th} - V_D/2)V_D$ 。此結果亦可由通道微分電阻積分而得。
- 上是僅在 $V_D < V_G - V_{th}$ 時方為正確。當 $V_D > V_G - V_{th}$ ，則在汲極邊 ΔL 並無反轉電荷產生。但此未反轉區電阻值甚大，因此幾乎所有多餘的汲極電壓皆落於此。如果通道長度 $L \gg \Delta L$ ，則通道其餘處狀況並無改變，與汲極電壓無關，而 ΔL 處之電場則將流入的電子掃至汲極。因此，此時電流保持常數。此稱為通道閉鎖，而電晶體進入飽和區。



互補式金氧半元件

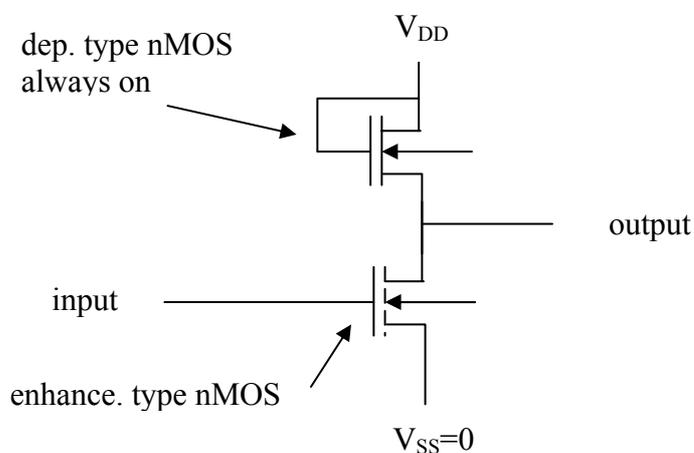
所謂互補式金氧半(CMOS)元件是指由一個nMOS電晶體與一個pMOS電晶體組成的元件，比如下列的CMOS反向器(inverter):



CMOS的好處：

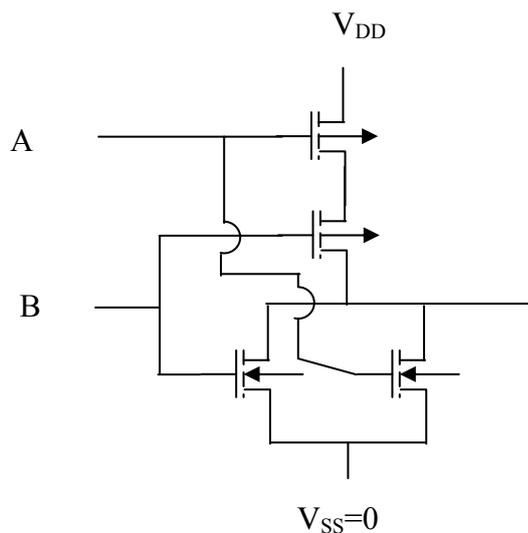
- 穩定狀態時，兩電晶體之一必截斷，且CMOS元件的輸出必接到另一CMOS元件的閘極。因此，穩定狀態時，除了很小的漏電流外，幾乎無電功率消耗。這很適合高密度的元件集成(integration)。
- 因電晶體截斷時，內阻非常大，因此輸出電壓與電源供應相同(fully restored)，所以不需調整的考量。

比較起COMS，比如早期nMOS元件是以一depletion-type nMOS來連接一enhancement-type nMOS電晶體。這其中depletion-type nMOS是當一個active load用，可以視為是一電阻。其結構如下。注意，nMOS元件有一半週期會導通，固消耗功率遠較CMOS大，且當電晶體導通時，由於兩電晶體內阻相差不是甚大，因此輸出電壓與供應電壓不一樣(略小)。這需要額外調整電壓的考量。

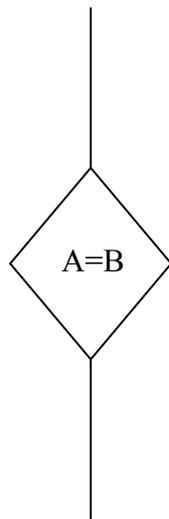


CMOS gate 一例

A	B	Output
0V	0V	V_{DD}
0V	V_{DD}	0V
V_{DD}	0V	0V
V_{DD}	V_{DD}	0V



邏輯電路的應用:邏輯判斷,計算



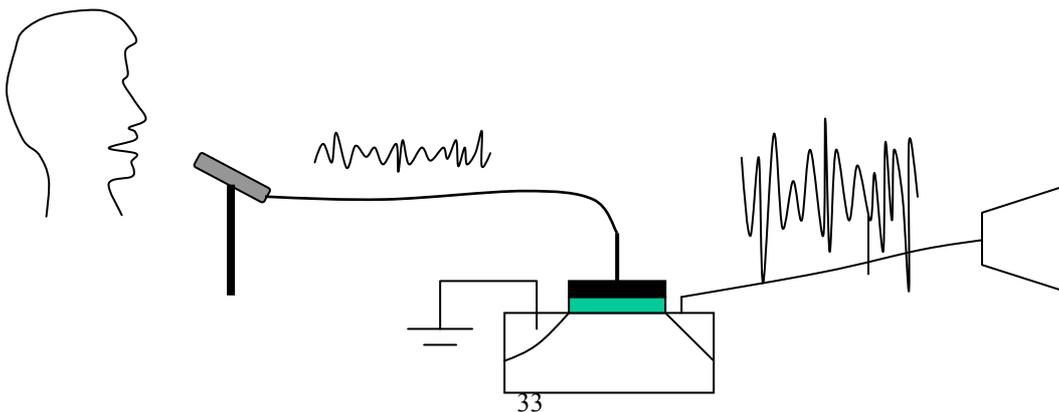
$$\begin{array}{r} 0101 \\ + 0110 \\ \hline 1011 \end{array}$$

$$\begin{aligned} \text{Sum} &= \overline{A} B + A \overline{B} \\ \text{carry} &= AB \end{aligned}$$

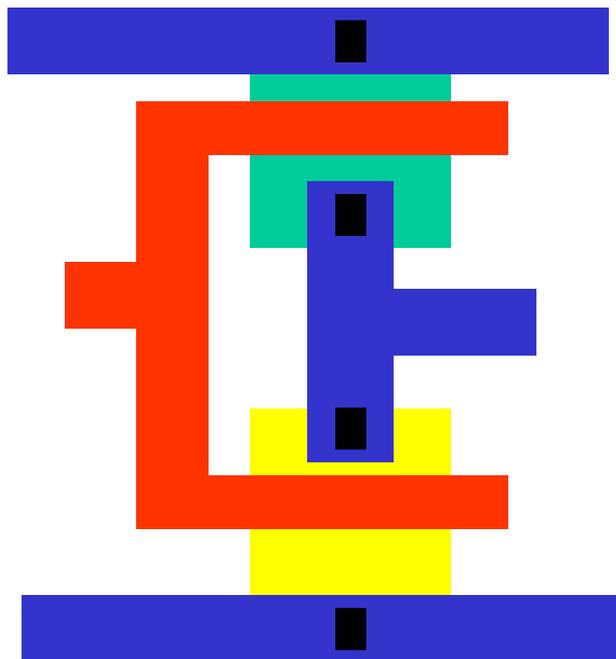
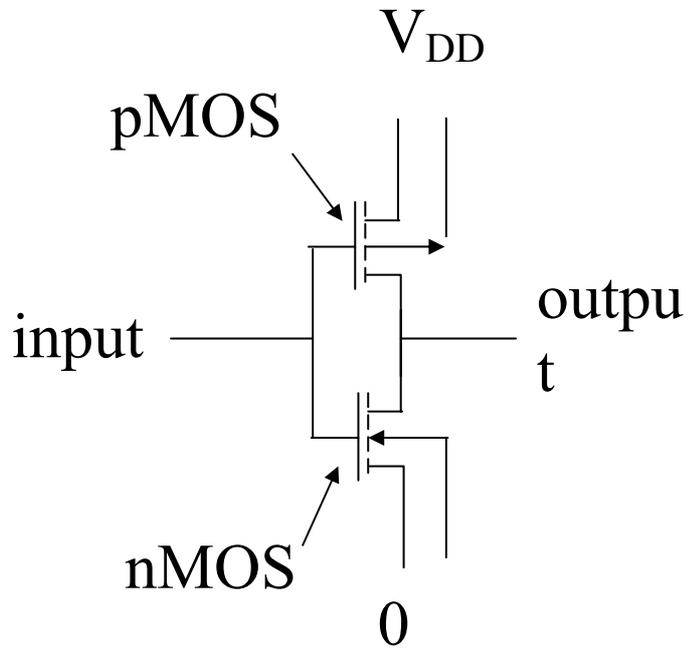
$$AB + \overline{A} \overline{B}$$

使用 MOS 電路於類比應用中

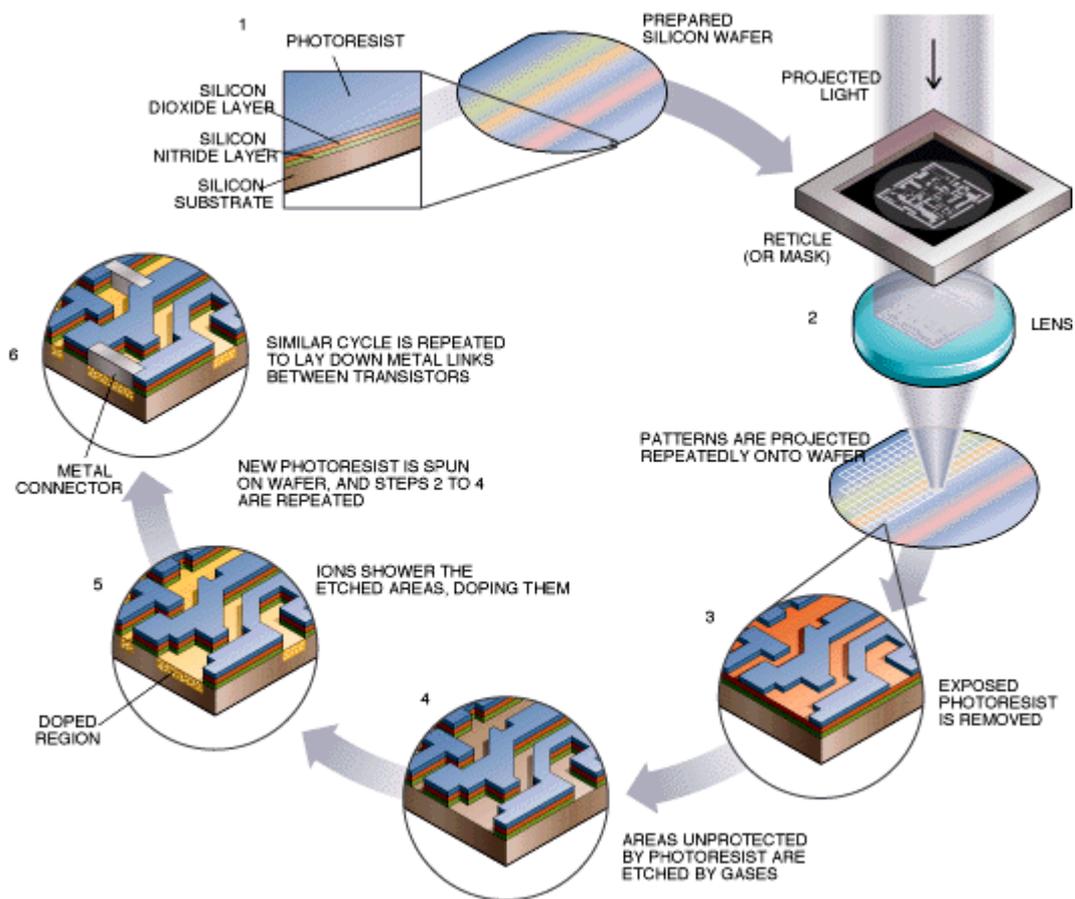
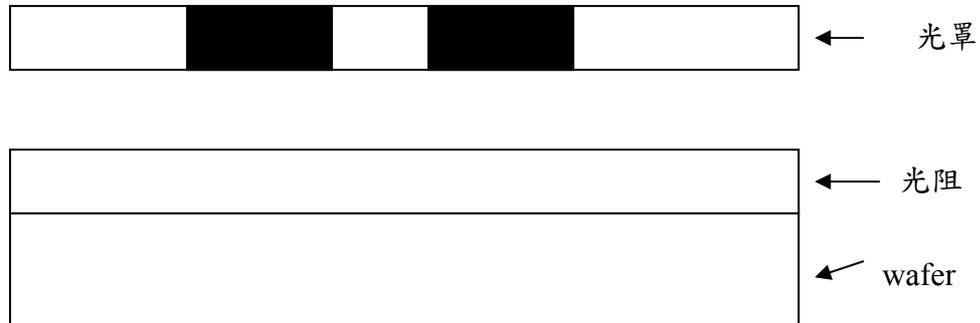
- ◆ 於柵極加電壓，藉以控制由S到D的大電流。
- ◆ 柵極因為接到絕緣體，因此電流很小，卻可以用以控制相當大的S極至D極電流。這以小博大的關係，就是電子放大器(類比應用)的原理。



CMOS 元件的結構



半導體製程-如何製作 CMOS 電路?



半導體元件的其他重要用途

- ◆ 雷射二極體與光通信產業
- ◆ GaN與照明工業及DVD儲存
- ◆ 微機械系統,感測器,與致動器
- ◆ 顯示器
- ◆ 次毫米波源 生醫檢定
- ◆ 紅外線感測與軍事遙測
- ◆

半導體元件的其他重要發展

- ◆ 有機半導體
大型平面顯示器, 可穿式智慧型衣物,
熱電式冷凝,
- ◆ 奈米材料
- ◆ 半導體/超導體/磁阻材料的組合應用
- ◆ 光合作用, 半導體, 與 燃料電池
- ◆

1. 半導體領域課程學習

