

半導體學說之物理概念

Physidal Concepts for the Semi-conductors

程 貽 孫

由於近年對半導體性能之發現，在理論上已建立統一之固體電子學說。此種論說之新概念，刺激生產過程之科學研究，由此獲得甚多之研究對象，足以解決前所未決之諸技術問題。近年工業方面隨之有日新月異之發明應用，對於國家民生經濟及其物質文明，至具密切關係。

半導體為人所注意者，計不遑二十五年，二次世界大戰時，在應用方面進展特著；僅數年之研究已有卓越之貢獻。現今在基礎上之有成就者，計如：交直流電之變換器；線路電壓控制器；光譜成分轉變器，熱力發電器，電氣冷熱機，熱變電阻之測溫及控制器，電晶體，自動核子計數器，聲能發電器，光亮擴大器，化學促進劑，輻射光電池，發光平板，鐵氧磁體，熱發射電極，介電質容電器等。

半導體領域之探索與擴展，是為年青之科學部門之一，現惟尚處於漫長途程之起點。日後之動力工程，自動化技術，無線電工程，量測與照明技術等之改造，將有以俟之。故半導體理論所蘊藏之無限力量，其遠景令人神往，是乃追隨核子物理後極重要之科學研究也。

晶體之結合點陣

自一八九二年德國科學家倫琴氏發現X射線後，利用其顯著之波動性能於一九一二年經麥勞氏以繞射方法研究各種晶體之結構，此後對自然物質之觀察更深透入其內層。非晶體之物理性質與方面無關係稱為各向同性體，惟晶體具有多面之結構，其物理性質與方向有關故稱為各向異性體；其各向性異之程度以立方結構為最小；對大體而言晶體之機械性能隨方向改變表現最為明顯。此處所謂物理性質如指電導率介質常數導熱係數折射率漲縮彈性凝固溶點應變力等等。

晶體之特性可以其結構之特點加以解釋；晶體內部之粒子作有秩序之排列；構成之粒子係原子，離子或分子之一種，形成有規律有週期性之空間點陣，此類點陣為三組平

面相交而成，每組平面包含多數之，等距平行之平面所組合。點陣上之粒子熱運動表現為在結點附近之振動，而以結點為其熱振動之中心。在形成晶體之過程中所產生點陣之特性及類型決定於粒子間之作用之性質。此種結構在結合力下相應於最小之位能，點陣在此情況下將處於穩定平衡之狀態；故晶體而言，晶體之形狀以及其點陣之類型祇取於能量之關係。

根據其構成粒子，晶體之點陣可區分為四種：①分子點陣②原子點陣③離子點陣④金屬點陣。

原子點陣之晶體以電子對之方式而彼此結合，圍繞原子核之二顆運動電子，其能量相等但磁矩方向相反。例如兩個氫原子結合成一分子時，兩顆電子相對而運動，在此系統中受原子核吸引之電子似將核心粘在一起；在多價分子中其結合可能借助於數對之電子。

離子點陣為由相反電荷之離子固定在結點上而形成，其結合點上依次交替配置正負離子，離子間之結合力可以靜電維持之。例如食鹽可為其典型，每個氯離子被六個鈉離子所包圍，同理每個鈉離子亦為六個氯離子所包圍。離子間相互作用力愈大，晶體之溶點與硬度愈高，相應晶體溶解於液體中之克服能量亦須加多，故需以更高之溫度以破壞其結合力。

金屬之空間結點上祇排列有金屬之正離子，其離子間互相作用為斥力，各由於自由電子間之引力而抵消，故點陣穩定而不致脫散，且可不使自由電子輕易超越點陣之範圍。

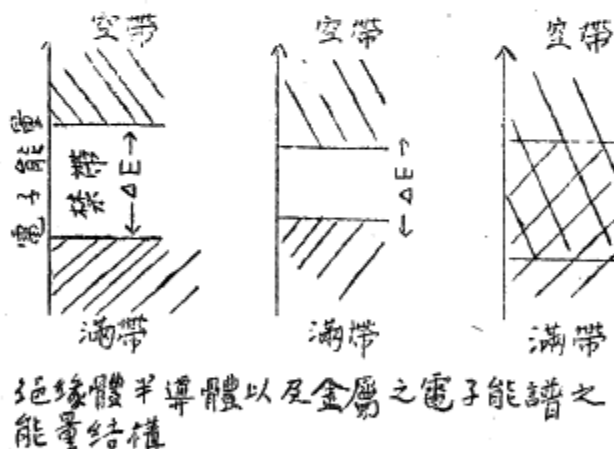
分子點陣之結合力較弱但亦由於電性之作用，可有二種不同之情形出現。第一種情形發生於電性不對稱之場合，雖則整個分子為中性，但其中正電中心與負電中心有相對之位移，集合多數之分子而處在適應之位置時便可吸住。第二種情形下產生之力係由於極化關係，當未極化之分子太靠近於已極化者時，其本身亦變為極化；極性亦緣原於正負電中心之有位移。冰以及有機物之晶體均具有此型點陣。

上面所論述結晶點陣之結合與結構，其主要概念大體如此，惟在實際晶體結構中，各種中間形式可能綜合而產生。

晶體之導電性能

任何物質之原子為由一顆帶正電之核與多數圍繞旋轉之電子所組成之系統，全部電子之電荷總和等於該原子電荷，原子序數符合於電子之數目。電子形似壳層但其每層上之容納之數目不能超過某一定數。每個電子祇能處在容許之能態上，故原子中各個電子均按規定之能級而分佈。在一定條件下，電子可以超級，但却不能處於中間之禁止能級上。理論及實驗均證明原子中不能有兩個以上之電子處於同一能態。無論電子超級為失能抑或獲能，均非連續而為跳躍式之進行。

當一電子從一較高之能級跳到較低之能級時輻射出一個光量子（光子），反之則該物質之原子將吸收光量子。光量子為光輻射之基本份額，其進出均非連續形式。故光流具有不連續之結構且由大量光子所組成。一切輻射含有能量性之外又具有波動性，頻率愈低波動性表現愈顯，頻率較高時量子性表示愈明。光振動之頻率與光子能量值之間存有極嚴格之規律，其公式關係為 $E = h\nu$ ，式中 ν 為光頻， E 為能量而 h 為蒲朗克常數相當於 6.62×10^{27} 爾格·秒。



若原子間彼此相距較遠則其各自電場不致受到影響，但在固體中相鄰原子之電場互相疊加，結果使晶體點陣內形成週期性之靜電場；惟自然界之晶體均含有雜質，因此該週期性之行動常遭破壞。孤立原子中某一能級上配置之電子不多於兩個，由於相鄰電場之影響該一能級分裂成為數個彼此不同之晶體能級，此數個（ N ）能級形成一個能帶，能帶之間相隔為禁帶（即禁區）。當溫度接近絕對零度時，半導體中所有電子均佔居最

低能級，此時電子佔滿之容許能帶將與禁帶依次替排列。又當近零溫度時，價電子以及稍裏層之電子均佔居本身之基本能級，但在半導體中除此外尚有能量較高之激發能級，電子附加能量後始能跳至激發能級。

金屬中之激發能帶直接與基本能帶相比連，該二種能帶可能部份重疊，在接近絕對零度時基本能帶全部被電子佔滿，而其比連之激發能帶却是空區，因此如果該物體受外加電場之作用後，電子即可能定向運動跳至較高之能級就此導電。在半導體之能帶結構中，物質接近絕對零度時，其最高之滿帶全部被價電子佔滿，比連者為禁帶而在禁帶之上接住空帶，如欲使該物質導電，必須賦予電子以足夠之能量令其由滿帶跳起至空帶，佔在空帶中電子始能接受外電場作用而移動，因在滿帶中電子無法改變本身之狀態也。電子處在滿帶中至多互相交換位置而已，故此行動並未改變其總合狀態。由此可知欲使半導體導使或產生電流，電子必須吸收外界一定數之能量，則此電子始可能跳至激發能帶。半導體與金屬不同之處即存有寬度為 ΔE 之禁止能帶，此 ΔE 之能量約自數分之一至 1.5 電子伏。

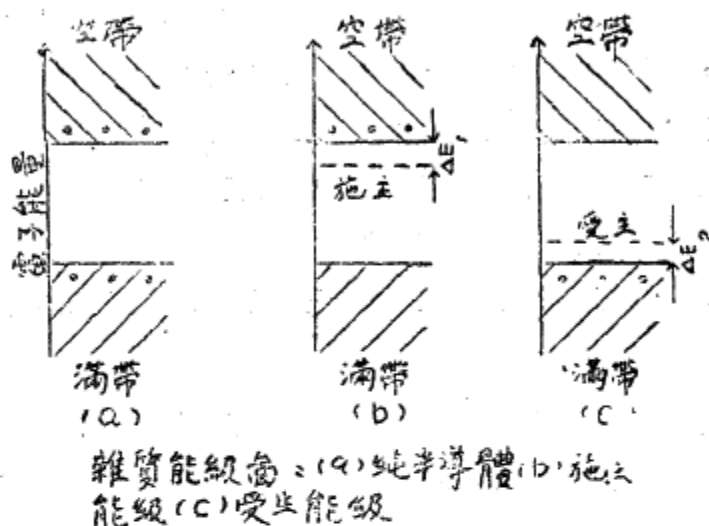
絕緣體與半導體之分界即在此禁帶之寬度，在絕緣體中此數值約自 1.5 至數電子伏。故對絕緣體與半導體之導電性不可能有嚴格之分限，惟此禁帶之寬大聊以代表性說明而已。

半導體價電子之基本能帶雖通稱滿帶，實則在絕對零度時方被完全佔滿，而在平常實際情形下，此能帶總是部份落空。其激發能帶情形亦復如此，雖道稱空帶或導帶，而實際須在絕對零度時方於空區。

電子與空穴之導電性

電子欲自滿帶跳至導帶必須獲得能量約在 0.1—1 電子伏之間。此種能量之來源主要者為原子之熱運動，在通常室溫下，粒子之平均熱能不愈 0.04 電子伏，是則無從消耗三十倍之能量以期變成導電，惟熱運動為具有統計性質之紊亂過程，故永久存駐漲落現象，其偏離平均值情形在任何溫度均有發生，由此該中某部份原子甚至可獲一電子伏以上之熱能在碰撞時遞傳此能於束縛電子，故足使該電子躍至導帶。熱運動之衰強隨溫度而升降，因此在溫度高時，導電電子增加，又溫度低時導電性降落，在絕對零度時導電

電子數為零。電導率 σ 與溫度之關係表示式為 $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ 式中 k 為波茲曼常數 d° 為固定系數大部半導體而言其值為 10^5 。



在半導體中加入少量之雜質則其電導率顯著增加，有時可增至千萬倍，惟對於金屬之作用則情形完全反背。由半導體能量之結構設想加入雜質後導電性增加之原因，亦可意味導電電子之比例增加倍數的原因，考導電電子數目增加之可能惟有二種情形，一為由於溫度升高之熱運動，二為由於禁帶寬度之減小。在上述情形下溫度並無改變，故知加入雜質之作用在於某種方式電子較易跳至導帶。

物理學家假設雜質導體之能級位於導帶附近，因此落在禁帶內。由於雜質原子中之電子能級高於滿帶中之電子能級，故雜質之電子提高些許能量成為跳至導帶中電子之來源。然雜質動子躍至空帶即需提高量值 ΔE_1 ，此 ΔE_1 ，顯然小於 ΔE 。在絕對零度時則以本身之電子輸送於空帶雜質能級稱為施主能級，因此而該雜質本身便稱為施主。尚有另一種性質相反之稱為受主之雜質及受主能級。受主能級位於滿帶附近，當溫度為絕對零度時受主能級空虛未被佔滿，但當溫度非為絕對零度時電子便可自滿帶躍入受主能級。熱漲落使電子自滿帶跳至雜質之受主能級之機遇率將大於使該電子自滿帶跳至空帶之機率，蓋因 $\Delta E_2 \leq \Delta E$ 之故。溫度 T 愈高則受主能級之電子愈多，既有電子脫離滿帶列殘留在該帶上之電子即造成導電性能之變動。

由於電子離開滿帶而使該帶內出現空量能級，於是該帶內其他電子便可在電場作用

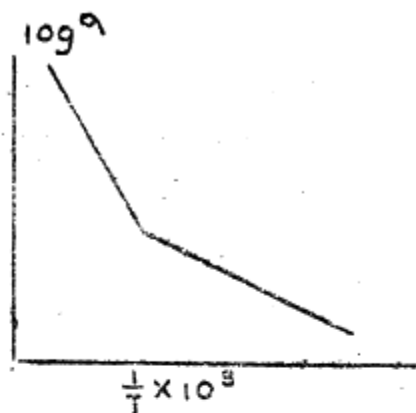
下躍入該空量能級。該留存於滿帶內電子之移動情形，可能自較低之能級跳至較高之能級或者相反。現假設滿帶中某能級上有一電子跳至空帶或躍入雜質之受主能級，原被佔滿之能級留有一個空量能級（常稱空穴），該空穴即被比鄰電子所佔居，此比鄰電子又殘留一新空穴，再被其他電子所佔有，如此繼續不已，構成導電性之變化。

處在電場中之半導體內之電子將自負極移向正極，而此時空穴則朝向相反之方向逆進。故半導體內電子運動所表現者其外觀似有二種不同之情形：⊖如電流祇限於電子在電場影響下由滿帶之電子造成者（含有受主雜質之半導體），載流子之運動情形相當於正電荷之運動。⊕如對含有施主雜質之半導體上加以電位差，則祇有空帶內之電子為導流子。

施主雜質所引起之空帶負電子運動其機構稱為電子型者，受主雜質所引起之滿帶正空穴運動其機構稱為空穴型者。理想結晶點陣之純半導體之導電機構，在電子自滿帶躍至導帶之同時，滿帶中即便出現之空穴，此空穴亦將在電場作用下運動因此產生空穴電流，其個數顯然為相等。故該半導體中之總電流是為電子電流與空穴電流之和 $I = I_1$ （電子）+ I_2 （空穴），但 I_1 （電子）= $n_- e u_- A E$ ， I_2 （空穴）= $n_+ e u_+ A E$ ，故 $I = (n_- u_- + n_+ u_+) A E$ 式中之符號代表者： n_+ 及 n_- 相當於空穴及電子濃度； u_+ 及 u_- 相當於空穴及電子之遷移率，即在一伏一厘米之電場作用下之平均移動速度； E ——電場強度； A ——半導體橫截面之面積。在總電流中雖然二部之濃度相同，但其電流量則二部不等，蓋由於其遷移率屬電子者稍大於空穴者，因此電子電流超過空穴電流，正以此故純淨半導體中略呈顯電子型導電機構。

不含雜質之半導體其發生之導電性名為本質導電，該類半導體由此亦稱為本質半導體，雜質所引起之導電性名為雜質導電，因此該物體亦可稱為雜質半導體。雜質半導體物質之導電性實際決定於其溫度，低溫度導電性主要者為由雜質所引起，隨溫度之升高，電子之能量漸增，迨相當高溫時，可全由本質導電性而起引作用。

非祇外加物質之原子方能引起雜質作用，有時半導體本身元素之原子亦可參與此種作用，但惟有該原子數目必須超過化學成分中所要求之比例數；處此情況下，如金屬原子數目過剩常將引起電子導電性，而如非金屬原子數過多則將引起空穴導電性。例如硫



雜質半導體之電導率
與溫度之關係

化鉛內之鉛金屬過剩或硫之過剩，將各自引起電子型或空穴型之導電。

離解能量

離解能量即禁帶之寬度 ΔE ，此物理量可決定半導體之性能。同理故雜質之激活能量 ΔE_i 亦為半導體之基本參量。無雜質之純淨半導體之電率 σ 與溫度之關係其公式為

$\sigma = \sigma_0 e^{-\Delta E / 2KT}$ 考實際純淨半導體極難製造，故應用者多屬雜質者。由於激活能量小

於解能量，故在一定溫度範圍內主要出現者為雜質導電性，高溫時則始出現本質導電性

雜由此重列半導體之電導率與溫度之關係公式如下： $\sigma = \sigma_0 e^{-\Delta E / 2KT} + \sigma_i e^{-\Delta E_i / 2KT}$

上式中之首項為本質導電率而末項為雜質導電率。在低溫時首項幾乎為零，在高溫時間本質導電決定全部質之電導性能。

若獲悉電導率隨溫度而變化之規律，則不難算出 ΔE 與 ΔE_i 之數值。今以電子伏特表示其離解能可得： $\Delta E = 0.4 \tan \phi$ 。又倘若已先確定半導體之電導率之溫度特性，而後將 $\log \sigma$ 與 $1/T$ 畫出其關係圖，可見多數半導體之特性曲將為一條折綫，對斷折點左邊之直綫部份相當於本質導電，而斷折右邊之直綫部份相當於雜質導電。研究半導體之電導率與溫度之關係，可計算該物體之離解能量及激活能量，因而可判定該半導體之電氣性能。

載流子之遷移率

電子性或空穴性載流子之遷移為半導體之主要物理量，其數值為一伏/厘米之電場作用下，電子或空穴之移動速度。得公式如此 $\mu = V/E$ 式中 V 為粒子在 E 電場中之速度，故遷移率之度量單為厘米方伏，秒。

美國物理學家霍爾發現某種物理現象，後人稱做霍爾效應者可就第四圖說明之。當電流依沿 X 軸由左向右通過均勻金屬薄片或半導體片時，其等位綫如取並行於 Z 軸方向者，則在對稱分佈兩點間應不存在有任何電位差（如 C 與 D ），但如置諸磁場中而令其方向沿 Y 軸（即垂直於電流方向），則也二點間將產生電位差，其數值為正比於電流 I 及其電場強度 E 。

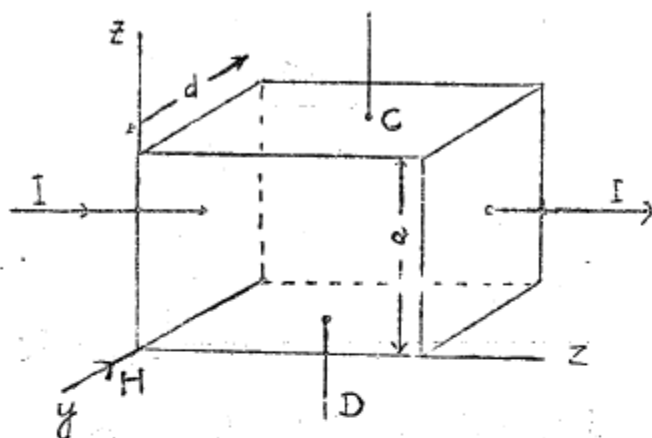
置於磁場中半導體或金屬上通以電流，則組成電流之電子受磁力作用而在該體內偏轉，因此出現橫向電場 E ，於是其電位差為 $V = Ea$ （式中 a 為薄片邊界面之高度）。上部或下部邊界面帶電直至平衡狀態為止，此時橫向電流消失。即當電力 Fe 等於 evH 時，流過該體內之電流將為 $I = nevad$ ；式中 e 為電荷之大小， v 為電荷之速度， H 為磁場強度， n 為載流之濃度， d 為其厚度。由上式解出 V 之數值而代入 $E = VH$ 即得：

$E = \frac{1}{ne} \times \frac{IH}{ad}$ ，再由 $V = Ea$ 代為 E 值則得重要公式： $V = \frac{1}{ne} \times \frac{IH}{d}$ ；對於處在同一溫度下該物體系數 $\frac{1}{ne}$ 為一常數，稱為霍爾常數。更考慮造成電流之電子其有各種不同速度由精確理論推得霍爾常數 $R = \frac{3\pi}{8} \times \frac{1}{ne}$ 。由此可見如果測出物理量 R 便能算出載流子之濃度 n ，再根據測出霍位差之符號而確定該半導體之導電機構；屬空穴型者霍爾常數為正值而屬電子型者該常數是為負值矣。又根據電導率與霍爾常數之乘積，即可推算出遷移率之大小， $\sigma R = Neu \cdot \frac{3\pi}{8} \times \frac{1}{ne} = \frac{3\pi}{8} \mu$ 就得 $\mu = \frac{8}{3\pi} \sigma R$ 。

上述由常數確定載流子濃度之方法祇限於具有單獨型之半導體。對混合型半導體之霍爾常數，因其產生之電位差包含兩類載流子之濃度及其遷移率，故此物理量將由較為複雜之公式推算： $R = \frac{3\pi}{8e} \times \frac{\mu^2 \cdot n - \mu^2 \cdot n_+}{(n_+ \mu_+ + n \mu)^2}$ 故對本質導電性之半導體而言則

$$n = n_+ = n \cdot, \text{此時公式化成 } R = \frac{3\pi}{8} \times \frac{1}{ne} \left(\frac{\mu - \mu_+}{\mu + \mu_+} \right)$$

載流子之遷移率與下列諸因數有關：結晶陣之類別，半導體之化學成分，點陣遭到



霍爾效應之說明

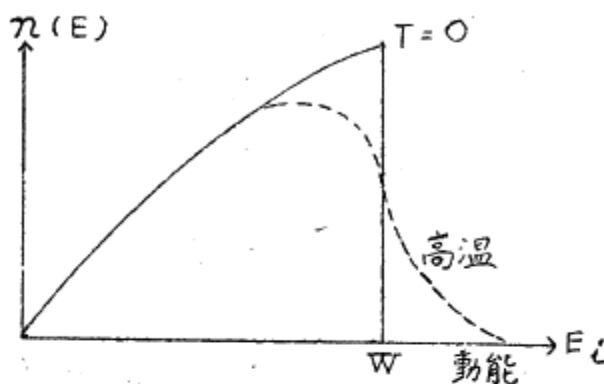
畸變之排列數，電子在運動途中之碰撞而發生之散射等；因電子運動受到阻礙，故物質均具有電阻。由此可知測定遷移率之大小極有理論與實用價值。就大體而言：純半導體之遷移率之值大於雜質半導體者，電子之遷移率大於空穴者，離子點陣半導體之遷移率小於原子點陣者，本質半導體中有相等之電子及空穴數目，故知其遷移率屬電子型部份者將超過空穴部份。各種種類半導體之遷移率，其變動範圍約在數分至八萬厘米方/伏·秒之間。

遷移率隨溫度之高低而得變化，蓋熱運動隨溫度之昇高而愈急，此時結晶點陣中之紊亂程度增加，因而電子與點陣粒子之間碰撞頻繁，電子之散射加劇，於是載流子之遷移率即隨溫度之昇高而下落，反之如溫度低降時則遷移率即上增。在高溫狀態下，原子點陣之半導體之遷移率遵照 $\mu = AT^{-3/2}$ 之規律。

能量之分佈

能帶理論僅表示電子在固體之中能量狀態，固體本身並非由能帶構成者；而其組織全由於粒子；X 結晶點陣上之原子，離子或分子是為基本之粒子。能帶不占有空間亦無幾何上之大小及形狀，僅標示電子能量之數值而已。

溫度絕對零度時，全部自由電子各自占據最低一羣能級中之一，其值自零至 5—10 電子伏，且同一能級上不可能配置兩個以上之電子。用圖繪出電子數與能量之間之解析關係，吾人可描得一條曲線名為費密——第拉克分佈曲線。在縱軸上指出電子數 n 其能



費密能量之分佈 (金屬之自由電子)

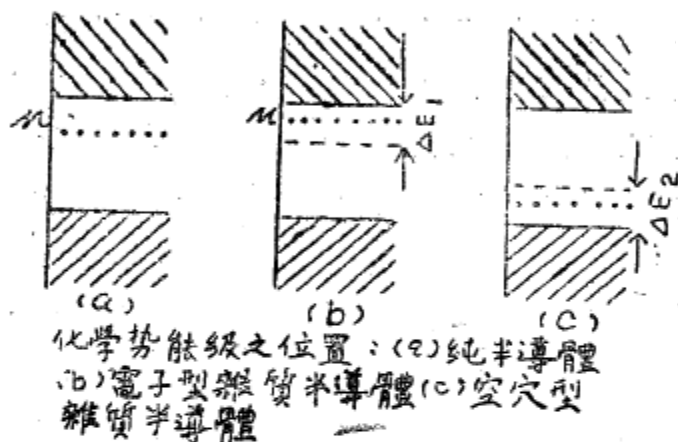
級在 $E_r \rightarrow E_i + \Delta E$ 之間， E 可有一組不同數值。第五圖表示曲線之形狀，橫軸右邊 W 表示金屬電子在絕對零度時所具之最大能量。

各種粒子（包括電子）之平均熱能等於 $\frac{3}{2}kT$ 此處 k 為波爾茲曼常數。如在一千六百絕對溫度時由公式知此能量不過 0.2 電子伏，而金屬中自由電子之最大能量在絕對零度時即約有十電子伏，因知電子在此溫度下按能級分佈極少受熱運動之影響。蓋由於接近最大能量 W 之諸電子之能量無多變化，此能量之最大值 W 稱為「費密界」或謂「費密能級」。

分析費密分佈曲線知金屬中央大部分電子所具能量均接近於 W 。在非絕對零度時，便有數電子能量超過 W 者，惟其數目（電子密度）却隨能量之增而減少。在半導體中滿帶上之電子或施主雜質能級上之電子在熱運動之影響下跳至空帶，首先佔據者最低之能級，已離低能級或雜質能級之諸電子將在原位上留下諸空位置。每個電子將在導帶內平均停留某段時間而後回至某空之能級上。由此任何半導體中均進行特有之交換電子過程，交換者一方為滿帶或雜質能量上之電子，另一方為空帶內之電子。高能帶與低能帶間之動平衡將為此交換過程之結果，如此使導電電子之溫度 n 在一定溫度下保持一定數目。在含有受主雜質之半導體中亦進行有類似之過程。此時滿帶內之電子亦在與受主雜質能級上之電子進行不停之交換，平衡抵達後其空穴之濃度，在某溫度時將為一完全確定之數值。但與金屬不同，半導體之導電電子濃度在室溫下其數甚少。能量間隔內之電子

與能量有關。而能量為該數學公式中之負指數，由此導帶中電子之密度將隨能量之增大而按指數減小。

在不含雜質之半導體中，化學勢 μ 之能級位於禁帶之中央（見能量圖）。在電子型導電機構之雜導體中，化學勢之能量位於 ΔE_1 之中央此處 ΔE_1 為雜質能級之激活能。若在空穴型雜質之半導體中，則化學勢之能級將處於自滿帶上邊界至 ΔE_2 距離之一半之處。此處指雜質能級距離滿帶上邊界之高度。



化學勢之能級位置亦與溫度有關。對於具有電子型導電機構之半導體，在本質導電性幾乎不起作用之低溫下，化學勢之能級與導帶之下邊界距離恰為其至施主雜質能級之距離，溫度漸昇則自滿帶跳至導帶之電子愈多，於是除雜質導電性之外陪加本質導電性，如此使能級之朝向滿帶移動，最後在雜質全部被電離之高溫下，雜質非電子之來，所表現者乃為本質導電性，此時化學勢之能級即下降到禁帶之中央。

在實際條件下可能遇到另一種情形，例如半導體可能既含有施主及兼有受主雜質，且施主雜質之濃度 n_1 不等於受主之雜質之濃度 n_2 ，施主能之激活能亦不等於受主於級之激活能，遇此情況則化學勢之能級位置亦可完全確定。

逸出之功

電子受熱可自固體表面飛逸至空間，溫度愈高此作用愈劇，此現象稱為熱電子發射；但金屬在通常溫度，熱電子發射實際上並不發生，因電子跑至金屬必須耗功。蓋當初電子在金屬中諸電子之力互相平衡；設有電子向外逸出該處過剩之正電荷將之牽住。欲

克服此種引力則電子將耗損本身之動能，所做之功謂之逸出功。

當溫度在絕對零時，金屬中之自由電子按能量之分佈自零至5~10電子伏；其最大之能量相當於費密界。又因大部份電子具有能量接近費密能級，故逸離之電子須具更多於費密能級，此數值 ϕ 乃為逸出功之值。電子之逸散除受熱外尚可由其他之因數如粒子之轟擊（二次放射），光照射（外光電效應），強電場作用（冷發射）等等。

電子自半導體逸出其情形與上述在金屬中者相仿。亦須消耗定量之能。電子並不脫離其化學勢能跳而離開其他之諸能級。在半導體之化學勢能級上並無任何電子；化學勢能級位於禁帶內而所有電子則或在滿帶或在空帶，換可能在雜質能級上。然大部份之電子在滿帶內而能級之密度沿滿帶之下邊界朝向上邊界之方向而增加，故在一定能量隔間內之電子數目將沿滿帶之上邊界朝向下邊之方向而增加，此時電子在某種外界物理作用下而逸出半導體之機遇率亦因而增大。

半導體之逸出功既決定於雜質之類型（指受主型抑或施主型者），且亦決定於雜質之含量。由此可見半導體之電子發射為在某種外因之作用下發生，必然為熱，輻射，或粒子之轟擊，強電場等等，且所逸出之電子為由滿帶，導帶或雜質能級所供給。各種半導體之逸出功其值不等，例如空穴型之半導體其出功將大於電子型者。

REFERENCES

- A. Eisensteine Advances in Electronics, M. I.
- A. Semner, Photoelectric Cells, Methuon.
- Chapin. Converting Solar Radiation into Electrical Power, Appl. Phys.
Vol 25.
- D. A. Wright, Semi-Conductors, General Electric Co., England.
- E. M. Conwall, Properties of Silicon and Germanium, Proc. IRE. Vol 40
- H. K. Henisch, Metal Rectifiers, Oxford.
- J. Bardeen, Physical Principles Involved in Transistor Action, Phys.
Rev., Vol 75.
- N. F. Mott, Electronic Processes in Ionic Crystals, Oxford.
- Ross, The Field-effect Transistor, Bell Labs. Record Vol 53.
- Seitz, The Modern Theory of Solids, McGraw-Hill.
- Schockley, Electrons And Holes in Semi-Conductors, Van D Nostrand.
- Slater, Electrons in Perturbed Periodic Lattices, Phys. Rev Vol 76.
- Wallmark, A New Semiconductor Photocell Using Lateral Photo Effect,
Proc. IRE, Vol. 45.
- Wilson, The Theory of Metals, Cambridge University Press.