

## 光電子的初能量分佈與角度分佈\*

吳 全 德

(北 京 大 學)

### 提 要

本文利用了 Nottingham 關於透射係數的經驗公式,將 DuBrige 的不考慮反射效應的光電子初能量分佈理論加以推廣。由於詳細地考慮了表面位壘對發射出來的電子所起的折射作用,因此不僅討論了光電子的初能量分佈與法綫能量分佈,而且也討論了角度分佈。這些討論都假定發射面是理想的金屬表面,沒有碎鱗效應;金屬內部的電子滿足費密-狄喇克 (Fermi-Dirac) 統計分佈;並假定入射光為固定強度的非偏振的單色光。

本文中所獲得的光電子初能量分佈公式相當簡單,而且比已往的理論更符合實驗結果。光電子的角度分佈曲綫呈蛋狀,大的一端向外,這與 Ives 的實驗結果相符。如果表面的反射效應不存在,那麼角度分佈滿足餘弦定律。其他如光電流的光譜分佈、球形電容器(其中心的小電極為光陰極)在阻滯場下的伏-安特性曲綫的理論公式,以及法綫能量分佈和理想平行板電容器在阻滯場下的電壓-電流特性曲綫的理論公式也都會加以討論。

### 一. 引 言

在討論光電發射式電子光學系統(如像變換器、發射式顯微鏡和某些電視管等)成像的品質問題時,不僅先要知道光電子的初能量分佈,而且還應該知道光電子的角度分佈<sup>[1]</sup>。關於前者,文獻不少,有理論的,也有實驗的。至於角度分佈,只有一些實驗結果,一般都假定滿足餘弦定律,因此有必要在這方面進行一些工作。從光電子初能量分佈與角度分佈的研究可以深入了解發射體的結構和它的發射機理,這方面的工作是艱巨的,需要大量的實驗與理論研究。

1935 年, Rudberg 曾將光電子初能量分佈文獻加以總結<sup>[2]</sup>, 列舉了從 5 種不同的假設出發, 得出 5 種不同的能量分佈公式。設陰極表面的位能為 0, 則當電子的動能  $E \ll \ll (W_r - h\nu)$  時, 分佈函數  $p(E) \propto E^n F(E - h\nu)$ ; 其中  $W_r$  是親合勢,  $F$  為費密因子,  $\nu$  是入射光的頻率,  $n$  的數值因假設不同而不同。當  $T = 0^\circ\text{K}$  時, 如果  $E \leq E_m$ , 這裏,  $E_m$  是當絕對零度時光電子的最大初能量, 即  $E_m = h(\nu - \nu_0)$ ;  $\nu_0$  是光陰極的臨閾頻率, 那麼  $p(E) \propto E^n$ ; 如果  $E > E_m$ , 那麼  $p(E) = 0$ 。從 Fowler 的三個假設<sup>[3]</sup>, 依次得  $n = 0, 1, 1/2$ ;  $n = 0, 1/2$  與實驗結果相去太遠, 不能採用。由 DuBridge 的半唯象理論<sup>[4]</sup> 得  $n = 1$ 。他在文中指出, 由於沒有考慮表面的反射效應, 能量分佈曲綫在能量小的部分與實驗結果不符, 假如考慮反射效應, 則能量小的部分的電子的數目勢必減少, 這樣就可能與實驗曲綫相符, 但他沒有具體討論這個問題。Mitchell<sup>[5]</sup> 在 Тамм-Шубин 及 Блохинцев

\* 1957 年 8 月 12 日收到。

的理論基本上用波動力學的計算方法討論了表面電子在直角位壘情況下的光電發射問題。從他的理論得  $n = 3/2$ 。當  $T \neq 0^\circ\text{K}$  時,  $F(E - h\nu)$  在  $E$  小的部分近於 1, 但  $E$  在  $E_m$  附近,  $F(E - h\nu)$  變化很大。可見在室溫或其他溫度下, 只要  $E$  够小時,  $p(E)$  可用  $E^n$  來描寫。Rudberg 曾指出<sup>[2]</sup>要與實驗結果符合,  $n$  應為 2 或  $5/2$ 。Вонсовский 等指出<sup>[6]</sup>, 有一些學者再三討論了非直角位壘時光電效應的理論計算, 有些還考慮到電像力, 但所有這些結果與 Mitchell 理論比較起來進展不大。Fan 曾詳細地討論了體光電效應<sup>[7]</sup>, 這效應只當波長很短時, 或接近紅外閾時, 才有影響, 通常可以不予考慮。

Nottingham 於 1936 年提出了他的經驗公式<sup>[8, 9]</sup>, 接着他就指出他的經驗公式可以應用於光電發射問題中<sup>[10]</sup>, 並且對光電逸出功的溫度係數作了具體討論。在 Liben 的論文<sup>[11]</sup>中, 給出了 Nottingham 考慮了他自己的經驗公式後所獲得的能量分佈公式(見下面), 但沒有詳細推導。從 Liben 的圖 4 (或見本文圖 4), 可以看出只有當  $E$  接近 0 時, Nottingham 的能量分佈曲綫比 Mitchell 曲綫好, 但當  $E$  較大時就不如 Mitchell 曲綫好。

本文利用了 Nottingham 的經驗公式, 將 DuBridge 的理論加以推廣; 由於反射效應假定為已知, 因此就用不着解波動方程。由於詳細地考慮了表面位壘對發射出來的電子所起的折射作用, 因此除了對光電子的初能量分佈和法綫能量分佈有詳細的討論之外, 還很容易地對光電子的角度分佈加以討論。這些討論都假定發射面是理想的金屬表面, 沒有碎鱗效應; 並假定入射光為固定強度的非偏振的單色光。

## 二. 基本公式的推導

假定金屬中的電子按費密-狄喇克分佈, 並假定被光子激發後其能量超過位壘高度的這些電子的越遷幾率都是相同的; 而且更進一步假定, 由於碰撞, 激發後的電子的運動方向在各方面的幾率是均等的。

設金屬中體積元  $d\tau$  內的  $M$  點到表面面積元  $ds$  的連綫與  $ds$  的內法綫成夾角  $\theta$ ;  $M$  點到  $ds$  的距離為  $r$ 。按 Fowler 的說法<sup>[6, 12, 15]</sup>, 激發後電子的分佈等於未被激發時的分佈乘以參量  $c$ , 對於發射的計算, 只要將  $W_\tau$  看成  $W_\tau - h\nu$ 。  $c$  為與入射光的強度、頻率、金屬表面對入射光的反射情況以及越遷幾率等有關的參量, 其數值小於 1。因此, 在單位體中, 速率在  $v_i$  到  $v_i + dv_i$  之間的電子數目有  $cdn_{v_i}$  個, 其中

$$dn_{v_i} = \frac{8\pi m^3}{h^3} \frac{v_i^2}{1 + e^{\frac{\frac{1}{2}mv_i^2 - W_\tau}{kT}}} dv_i, \quad (1)$$

式中除  $W_\tau$  表示費密能級以外, 其他符號均按習慣用法。如果每個上述電子在單位時間內產生  $z$  次碰撞, 那麼在單位時間內由  $d\tau$  飛出來的電子共有  $zcdn_{v_i}d\tau$  個, 其中有一部分飛向  $ds$ 。令  $d\psi$  代表  $ds$  對  $M$  點所展開的立體角, 則  $d\psi = \frac{ds \cdot \cos \theta}{r^2}$ 。因此, 飛向  $ds$  的電子數當為

$$dN'_{v_i, \psi} = \frac{zcdn_{v_i}d\tau d\psi}{4\pi} = \frac{zcdn_{v_i}d\tau ds \cdot \cos \theta}{4\pi r^2}.$$

在  $dN'_{v_i, \psi}$  中只有自由路徑長度大於或等於  $r$  的一部分電子才能抵達  $ds$ , 它們飛過  $r$  而

不遭遇碰撞的幾率為  $e^{-Kr}$ ，其中  $K = \frac{1}{\lambda} = \frac{Z}{v_i}$ ， $\lambda$  為平均自由路徑長度。因此每秒鐘由  $d\tau$  飛到  $ds$ ，速率在  $v_i$  到  $v_i + dv_i$  之間的電子數為

$$dN_{v_i, \psi} = \frac{cz}{4\pi r^2} e^{-Kr} \cos \theta \, dn_{v_i} \, dr \, ds = K \cdot \frac{cv_i dn_{v_i}}{4\pi r^2} e^{-Kr} \cos \theta \, dr \, ds.$$

由圖 1 可以看出：

$$d\tau = r^2 \sin \theta \, dr \, d\varphi \, d\theta.$$

因此得

$$dN_{v_i, \psi} = \frac{cv_i dn_{v_i}}{4\pi} K e^{-Kr} \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, dr \, d\varphi \, ds. \quad (2)$$

要求在  $\theta$  到  $\theta + d\theta$  之間，速率在上述範圍內每秒鐘打到  $ds$  上的電子數，就應該對  $d\varphi$  及  $dr$  積分。 $d\varphi$  的積分範圍自 0 到  $2\pi$ 。 $dr$  的積分範圍應決定於光電陰極的臨界厚度，這種臨界厚度約幾十個原子層到一百個左右原子層；但因  $e^{-Kr}$  當  $r$  增大時迅速遞減，為了討論方便，我們仍假定其積分範圍自 0 到  $\infty$ 。當(2)式對  $d\varphi$  和  $dr$  積分後，就得到速率在  $v_i$  到  $v_i + dv_i$  並在  $\theta$  到  $\theta + d\theta$  之間每秒鐘打到  $ds$  上的電子數為：

$$dN_{v_i, \theta} = \frac{1}{2} cv_i dn_{v_i} \cdot \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, ds. \quad (3)$$

按照 Nottingham 經驗公式，即在表面內部當  $p_n^2/2m$  ( $p_n$  為動量在法綫方向的分量) 小於  $W_\tau$  時，則透射係數  $D$  為 0；但當  $p_n^2/2m$  大於  $W_\tau$  時， $D = \left(1 - e^{-\frac{p_n^2/2m}{\omega}}\right)$ ，其中， $p_n^2/2m = p^2/2m - W_\tau$ ； $\omega$  是與反射效應有關的參量，對鎢和敷鈦鎢熱陰極來說  $\omega = 0.191$  電子伏。因(3)式係針對法綫能量  $\frac{1}{2}mv_i^2 \cos^2 \theta$ ，故得

$$D = \left(1 - e^{-\frac{\frac{1}{2}mv_i^2 \cos^2 \theta - (W_\tau - h\nu)}{\omega}}\right).$$

因此速度在  $v_i$  到  $v_i + dv_i$  之間並在  $\theta$  到  $\theta + d\theta$  之間，每秒鐘打到  $ds$  上而能穿過表面位壘的電子數為

$$D dN_{v_i, \theta} = \frac{c}{2} ds \cdot \frac{8\pi m^3}{h^3} \frac{v_i^3}{1 + e^{\frac{\frac{1}{2}mv_i^2 - W_\tau}{kT}}} \left(1 - e^{-\frac{\frac{1}{2}mv_i^2 \cos^2 \theta - (W_\tau - h\nu)}{\omega}}\right) dv_i \sin \theta \cos \theta \, d\theta. \quad (4)$$

要討論發射出來以後的初能量分佈及角度分佈，首先應討論電子通過位壘時的一些關係。

與內法綫成  $\theta$  角方向的電子以速率  $v_i$  打到  $ds$ ，經過表面位壘折射以後，其速率變成  $v_0$ ，其方向與外法綫成角  $\alpha$  (見圖 1)。按電子光學折射定律， $\alpha$  決定於

$$\sin \alpha = \frac{v_i}{v_0} \sin \theta,$$

因此得

$$\sin \theta \cos \theta \, d\theta = \left(\frac{v_0}{v_i}\right)^2 \sin \alpha \cos \alpha \, d\alpha. \quad (5)$$

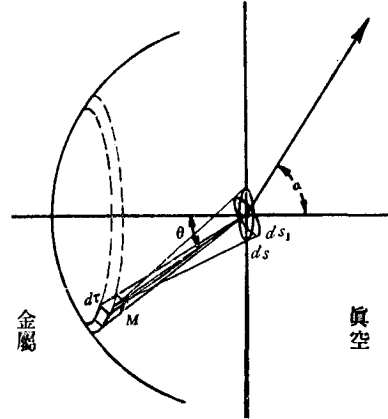


圖 1

總能量的關係為

$$\frac{1}{2} m v_i^2 - (W_\tau - h\nu) = \frac{1}{2} m v_0^2; \quad (6)$$

切綫方向的動能經過位壘以後並不改變,即

$$\frac{1}{2} m v_i^2 \sin^2 \theta = \frac{1}{2} m v_0^2 \sin^2 \alpha. \quad (7)$$

因此,經過位壘以後,這種電子的法綫能量為

$$\frac{1}{2} m v_i^2 \cos^2 \theta - (W_\tau - h\nu) = \frac{1}{2} m v_i^2 - (W_\tau - h\nu) - \frac{1}{2} m v_i^2 \sin^2 \theta = \frac{1}{2} m v_0^2 \cos^2 \alpha. \quad (8)$$

又將(6)式微分,得

$$v_i dv_i = v_0 dv_0. \quad (9)$$

將(5),(6),(8),(9)式代入(4)式,並令  $W_\tau - W_\zeta = h\nu_0$ , 則得每秒鐘自表面面積元  $ds$  逸出,其逸出角在  $\alpha$  到  $\alpha + d\alpha$  之間,速率在  $v_0$  到  $v_0 + dv_0$  之間的電子數為

$$dN_{v_0, \alpha} = \frac{c}{2} ds \frac{8\pi m^3}{h^3} \frac{v_0^3}{1 + e^{\frac{\frac{1}{2}m v_0^2 - h(\nu - \nu_0)}{kT}}} \left(1 - e^{-\frac{m v_0^2 \cos^2 \alpha}{2\omega}}\right) \sin \alpha \cos \alpha d\alpha dv_0. \quad (10)$$

令  $E = \frac{1}{2} m v_0^2$ ,  $E$  表示逸出後的初動能,及  $\mu = \frac{h(\nu - \nu_0)}{kT} = \frac{E_m}{kT}$ , 則

$$dN_{E, \alpha} = c ds \frac{4\pi m}{h^3} \frac{E}{1 + e^{\frac{E}{kT} - \mu}} \left(1 - e^{-\frac{E}{\omega} \cos^2 \alpha}\right) 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha dE. \quad (11)$$

為了以後討論方便,將  $E$  化成無量綱的能量  $\epsilon$ , 即令  $\epsilon = \frac{E}{kT}$ , 於是(11)式變成

$$dN_{\epsilon, \alpha} = c_1 k^2 T^2 ds \frac{\epsilon}{1 + e^{\epsilon - \mu}} \left(1 - e^{-\frac{\epsilon kT}{\omega} \cos^2 \alpha}\right) 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha d\epsilon. \quad (12)$$

其中  $c_1 = c \frac{4\pi m}{h^3}$ . (11)式和(12)式就是考慮 Nottingham 透射係數以後的光電子初能量分佈和角度分佈的基本公式.

由於  $\mu < 0$  的情況在實驗中很少出現,實際意義不大,下面只討論  $\mu \geq 0$  的情況.

### 三. 光電子的初能量分佈以及和其他理論的比較

只要將(12)式對  $d\alpha$  自 0 到  $\frac{\pi}{2}$  進行積分即得能量分佈公式:

$$p(\epsilon) d\epsilon = c_1 k^2 T^2 \frac{\epsilon - \frac{\omega}{kT} \left(1 - e^{-\frac{\epsilon kT}{\omega}}\right)}{1 + e^{\epsilon - \mu}} d\epsilon; \quad (13)$$

或

$$p(E) dE = c_1 \frac{E - \omega \left(1 - e^{-\frac{E}{\omega}}\right)}{1 + e^{\frac{E - E_m}{kT}}} dE. \quad (14)$$

此地已令  $ds = 1$ , 因此, (13) 式表示每分鐘從單位面積逸出的電子其能量在  $\epsilon$  到  $\epsilon + d\epsilon$  之間的電子數. 當絕對零度時, 如果  $E \leq E_m$ , 則

$$p(E) = c_1 [E - \omega(1 - e^{-\frac{E}{\omega}})]; \quad (15)$$

如果  $E > E_m$ , 則  $p(E) = 0$ . 當  $E < \omega$  時,  $p(E) \doteq c_1 \frac{1}{2\omega} E^2$ , 相當於 Rudberg 所指的  $n = 2$  的情況; 但當  $E$  稍大時,  $p(E)$  即沿直線增長. 圖 2 示  $E_m = 1$  電子伏時,  $p(E)$  在  $0^\circ, 300^\circ, 1000^\circ \text{K}$  及  $\omega = 0$  (此即 DuBridge 理論), 0.191, 0.4, 0.6 電子伏等各種情況下的理論曲綫. 當  $\omega$  增大時, 反射效應愈劇烈,  $p(E)$  曲綫依次降低, 發射的電流密度亦依次降低. 這些曲綫與 Roehr<sup>[13]</sup> 及 Dickey<sup>[14]</sup> ( $\nu$  接近  $\nu_0$  時) 的相應的實驗曲綫很相近. 圖 3 是將理論曲綫與實驗結果作比較的一個例子, 該圖中的實驗曲綫取自 Roehr 論文 [13] 中的圖 11, 這是針對  $300^\circ \text{K}$  的 Mo 陰極在入射光  $2654\text{\AA}$  的照射下所獲得的結果. 此時,  $E_m = 1.015$  電子伏. 此地的理論曲綫係將圖 2 中  $300^\circ \text{K}$  時  $\omega = 0, 0.191, 0.4, 0.6$  電子伏等曲綫的極

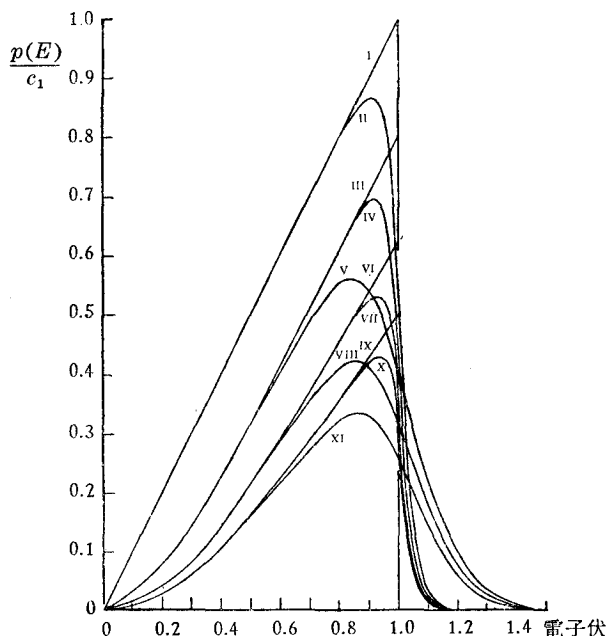


圖 2. 能量分佈理論曲綫

$E_m = 1$  電子伏, I.  $T = 0^\circ \text{K}$ ,  $\omega = 0$ ; II.  $T = 300^\circ \text{K}$ ,  $\omega = 0$ ; III.  $T = 0^\circ \text{K}$ ,  $\omega = 0.191$  電子伏; IV.  $T = 300^\circ \text{K}$ ,  $\omega = 0.191$  電子伏; V.  $T = 1000^\circ \text{K}$ ,  $\omega = 0.191$  電子伏; VI.  $T = 0$ ,  $\omega = 0.4$  電子伏; VII.  $T = 300^\circ \text{K}$ ,  $\omega = 0.4$  電子伏; VIII.  $T = 1000^\circ \text{K}$ ,  $\omega = 0.4$  電子伏; IX.  $T = 0$ ,  $\omega = 0.6$  電子伏; X.  $T = 300^\circ \text{K}$ ,  $\omega = 0.6$  電子伏; XI.  $T = 1000^\circ \text{K}$ ,  $\omega = 0.6$  電子伏

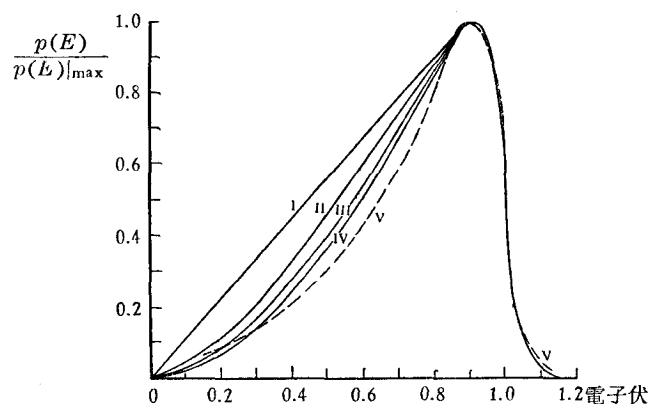


圖 3. 能量分佈理論曲綫

$T = 300^\circ \text{K}$ ,  $E_m = 1$  電子伏, I.  $\omega = 0$ ; II.  $\omega = 0.191$  電子伏; III.  $\omega = 0.4$  電子伏; IV.  $\omega = 0.6$  電子伏. 虛綫為 Roehr 的實驗曲綫

大值取作 1.00 而畫出的. 看來取  $\omega = 0.6$  電子伏是較好的, 但其發射電流密度較小, 亦即量子逸出數值較低. 由於對參量  $c$  未作理論上的探討, 因此不能對  $\omega$  的數值作深入的討論.

現在將 (14) 式與其他理論作簡單比較.

按 Liben 的論文 [11], 以前的能量分佈理論屬於  $n \geq 1$  的有:

(i) Fowler 理論,

$$p(E) = c_2 \frac{E}{1 + e^{(E-E_m)/kT}}; \quad (16)$$

(ii) DuBridge 理論,同(i);

(iii) Mitchell 理論,

$$p(E) = \frac{c_2 E^{\frac{3}{2}} (E + W_\tau - hv)^{\frac{1}{2}}}{[1 + e^{(E-E_m)/kT}] [E^{\frac{1}{2}} + (E + W_\tau)^{\frac{1}{2}}]}; \quad (17)$$

(iv) Nottingham 理論,

$$p(E) = \frac{c_2 E [1 - e^{-\frac{E}{\omega}}]}{1 + e^{(E-E_m)/kT}} \left[ \frac{E + W_\tau - hv}{hv - E} + \frac{W_\tau \cos^{-1} [(hv - E)/W_\tau]^{\frac{1}{2}}}{(hv - E)^{\frac{3}{2}}} \right]. \quad (18)$$

在 Liben 的論文中給出了一個具體的例子,即在  $300^\circ\text{K}$ 、 $E_m = 1.66$  電子伏、波長為  $2536\text{\AA}$ 、光電逸出功為  $3.21$  電子伏的情況下畫出各種理論曲綫,其中(18)式的  $\omega$  假定為  $0.191$  和  $0.4$  電子伏。現在再將(14)式的分佈同時畫在圖 4 中以資比較,這裏亦令  $\omega =$

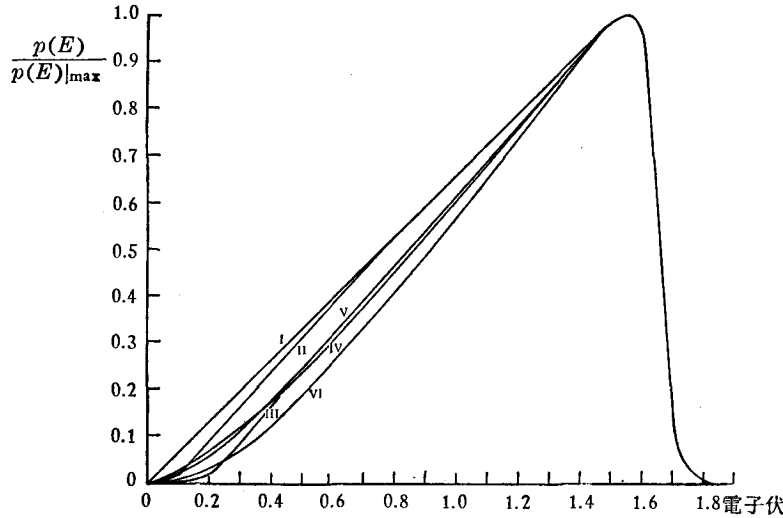


圖 4. 各種理論的能量分佈曲綫

I. Fowler 及 DuBridge; II. Nottingham,  $\omega=0.191$  電子伏;  
III. Nottingham,  $\omega=0.4$  電子伏; IV. Mitchell; V. 本文,  
 $\omega=0.191$  電子伏; VI. 本文,  $\omega=0.4$  電子伏

$= 0.191$  及  $0.4$  電子伏。從圖 4 可以看出, (14)式是一個簡單而且比以前的理論更符合實驗結果的能量分佈公式。

#### 四. 光電流密度與光電流的光譜分佈

將(13)式對  $d\varepsilon$  自  $0$  到  $\infty$  進行積分即可求得總發射電流密度  $J$ ,但在計算時應將  $\varepsilon$  大於或小於  $\mu$  的情況分別計算,故

$$J = ec_1 k^2 T^2 \left\{ \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon - \int_0^\mu \frac{\frac{\omega}{kT} (1 - e^{-\frac{\varepsilon kT}{\omega}})}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon - \int_\mu^\infty \frac{\frac{\omega}{kT} (1 - e^{-\frac{\varepsilon kT}{\omega}})}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon \right\}. \quad (19)$$

第一項積分可以從有關的書<sup>[15]</sup>中查到,即

$$\int_0^\infty \frac{\varepsilon}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon = \frac{1}{2} \mu^2 + \frac{\pi^2}{6} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} e^{-n\mu}. \quad (20)$$

其他二項爲

$$\int_0^\mu \frac{\omega}{kT} \frac{(1 - e^{-\frac{\epsilon kT}{\omega}})}{1 + e^{\epsilon - \mu}} d\epsilon = \frac{\omega}{kT} \left\{ \mu + \frac{\omega}{kT} \left( e^{-\frac{\mu kT}{\omega}} - 1 \right) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \frac{1}{n} (1 - e^{-n\mu}) - \frac{1}{n - \frac{\omega}{kT}} \left( e^{-\frac{\mu kT}{\omega}} - e^{-n\mu} \right) \right] \right\}; \quad (21)$$

$$\int_\mu^\infty \frac{\omega}{kT} \frac{(1 - e^{-\frac{\epsilon kT}{\omega}})}{1 + e^{\epsilon - \mu}} d\epsilon = \frac{\omega}{kT} \left[ \ln 2 - e^{-\frac{\mu kT}{\omega}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{n + \frac{kT}{\omega}} \right]. \quad (22)$$

將(20), (21), (22)三式代入(19)式, 得

$$J = ec_1 k^2 T^2 \left\{ \frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{2} \mu^2 - \frac{\omega}{kT} \left[ \mu - \frac{\omega}{kT} \left( 1 - e^{-\frac{\mu kT}{\omega}} \right) \right] + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \frac{1}{n^2} e^{-n\mu} - \frac{1}{n \left( n - \frac{kT}{\omega} \right)} e^{-n\mu} + \frac{2}{n^2 - \left( \frac{kT}{\omega} \right)^2} e^{-\frac{\mu kT}{\omega}} \right] \right\}. \quad (23)$$

如果  $\mu > 3 \frac{\omega}{kT}$ , 則

$$J \doteq ec_1 k^2 T^2 \left\{ \frac{1}{2} \mu^2 - \frac{\omega}{kT} \mu + \frac{\omega^2}{k^2 T^2} \right\}. \quad (24)$$

$J$  隨  $\omega$  增大而減小. 如令  $\omega = 0$ , 則(23)和(24)式便變成 Fowler 公式<sup>[15]</sup>. 當  $T = 0^\circ\text{K}$  時, (23)式變成

$$J = ec_1 \left[ \frac{1}{2} E_m^2 - \omega E_m + \omega^2 \left( 1 - e^{-\frac{E_m}{\omega}} \right) \right]. \quad (25)$$

設入射光的頻率  $\nu$  在  $\nu_0$  附近, 參量  $c_1$  可以看成是與  $\nu$  無關的量, 這樣可求得光電流的光譜分佈, 即將  $\frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}$  代替(23)和(24)式中的  $\mu$ , 得

$$J(\nu) = ec_1 \left\{ \frac{\pi^2}{6} k^2 T^2 + \frac{1}{2} h^2 (\nu - \nu_0)^2 - \omega \left[ h(\nu - \nu_0) - \omega \left( 1 - e^{-\frac{h(\nu - \nu_0)}{\omega}} \right) \right] + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n k^2 T^2 \left[ \frac{1}{n^2} e^{-\frac{n h(\nu - \nu_0)}{kT}} - \frac{1}{n \left( n - \frac{kT}{\omega} \right)} e^{-\frac{n h(\nu - \nu_0)}{kT}} + \frac{2}{n^2 - \left( \frac{kT}{\omega} \right)^2} e^{-\frac{h(\nu - \nu_0)}{\omega}} \right] \right\}. \quad (26)$$

如果  $h(\nu - \nu_0) > 3\omega$ , 則

$$J(\nu) = \frac{1}{2} ec_1 \{ [h(\nu - \nu_0) - \omega]^2 + \omega^2 \}. \quad (27)$$

在室溫下,  $J(\nu)$  與拋物綫很接近; 當  $\omega$  愈大時,  $J(\nu)$  上升愈慢.

### 五. 球形電容器的伏-安特性曲綫

許多實驗物理學工作者往往利用球形電容器的阻滯場法測量伏-安特性曲綫，並由此求得光電子的能量分佈。這個實驗要求放在中心的光電陰極的半徑要足夠小，這樣，光電子可以認為是從中心的點源發射出來。在這種情況下，收集極的反射係數可以視為  $0^{[6]}$ ，因為自收集極反射回來的電子返回到光電陰極的可能性極小。現在求這個特性曲綫的理論公式。設  $V$  為收集極對光電陰極的阻滯電位，並令  $x = \frac{eV}{kT}$ ，那麼

(i) 當  $x \geq \mu$  時，

$$\begin{aligned}
 J(x) &= ec_1 k^2 T^2 \int_x^\infty \frac{\omega \varepsilon - \frac{\omega}{kT} (1 - e^{-\varepsilon \frac{kT}{\omega}})}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon = \\
 &= ec_1 k^2 T^2 \left\{ -x(x - \mu) + x \ln [1 + e^{(x - \mu)}] + \frac{\omega}{kT} [(x - \mu) - \ln (1 + e^{x - \mu})] + \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{n^2} e^{-n(x - \mu)} + \frac{\omega}{kT} e^{-\mu \frac{kT}{\omega}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{n + \frac{kT}{\omega}} e^{-(n + \frac{kT}{\omega})(x - \mu)} \right\}. \quad (28)
 \end{aligned}$$

如果  $x = \mu$ ，則

$$J = ec_1 k^2 T^2 \left[ \left( \mu - \frac{\omega}{kT} \right) \ln 2 + \frac{\pi^2}{12} + \frac{\omega}{kT} e^{-\mu \frac{kT}{\omega}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{n + \frac{kT}{\omega}} \right]. \quad (29)$$

(ii) 當  $x \leq \mu$  時，

$$\begin{aligned}
 J(x) &= ec_1 k^2 T^2 \left\{ \int_x^\mu \frac{\omega \varepsilon - \frac{\omega}{kT} (1 - e^{-\varepsilon \frac{kT}{\omega}})}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon + \int_\mu^\infty \frac{\omega \varepsilon - \frac{\omega}{kT} (1 - e^{-\varepsilon \frac{kT}{\omega}})}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon \right\} = \\
 &= ec_1 k^2 T^2 \left\{ \frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{2} (\mu^2 - x^2) + x \ln [1 + e^{-(\mu - x)}] - \right. \\
 &\quad - \frac{\omega}{kT} \left[ (\mu - x) + \frac{\omega}{kT} (e^{-\mu \frac{kT}{\omega}} - e^{-x \frac{kT}{\omega}}) \right] + \\
 &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \frac{1}{n^2} e^{-n(\mu - x)} + \frac{2}{n^2 - \left(\frac{kT}{\omega}\right)^2} e^{-\mu \frac{kT}{\omega}} \right] + \\
 &\quad \left. + \frac{\omega}{kT} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \frac{1}{n} e^{-n(\mu - x)} - \frac{1}{n - \frac{kT}{\omega}} e^{-n(\mu - x) - x \frac{kT}{\omega}} \right] \right\}. \quad (30)
 \end{aligned}$$

令  $x = 0$ ，則得總發射電流密度，即公式(23)。令  $\omega = 0$ ，(28)，(30)式便變成 DuBridge 的公式<sup>[4]</sup>。(30)與(28)式可作下列近似：

$$\begin{aligned}
 J(x) &= ec_1 k^2 T^2 \left\{ \frac{1}{2} (\mu^2 - x^2) - \frac{\omega}{kT} \left[ (\mu - x) + \frac{\omega}{kT} (e^{-\mu \frac{kT}{\omega}} - e^{-x \frac{kT}{\omega}}) \right] + \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2}{n^2 - \left(\frac{kT}{\omega}\right)^2} e^{-\mu \frac{kT}{\omega}} \right\}, \quad \text{當 } (\mu - x) > 3; \quad (31)
 \end{aligned}$$

$$J(x) = ec_1 k^2 T^2 \left( x - \frac{\omega}{kT} \right) \left[ e^{-(x-\mu)} - \frac{1}{2} e^{-(x-\mu)} \right], \quad \text{當 } (\mu - x) < -3. \quad (32)$$

(32)式所表示的情況可以畫出與 Fowler 曲線相似的曲線。

當絕對零度時, (30)式變成

$$J(V) = ec_1 \left[ \frac{1}{2} e^2 (V_m^2 - V^2) - \omega e (V_m - V) - \omega^2 \left( e^{-\frac{eV_m}{\omega}} - e^{-\frac{eV}{\omega}} \right) \right], \quad (33)$$

其中  $eV_m = E_m$ . 當  $V$  接近  $V_m$  時,  $J(V)$  近拋物綫。如果  $\omega = 0$ , 則  $J(V)$  為拋物綫, 此即 DuBridge 理論。如果  $T \neq 0^\circ\text{K}$ , 而溫度不高時, 例如室溫, 除  $V$  在  $V_m$  附近以外,  $J(V)$  仍可用(33)式描寫。圖 5 是一個具體例子, 在  $T = 0^\circ$  及  $300^\circ\text{K}$  和  $\omega = 0, 0.191$  及  $0.4$  電子伏,  $V_m = 1$  伏的情況下, 按照(28), (30)或(33)式畫出的理論曲綫; 同時也將 Roehr 的實驗曲綫<sup>[13]</sup>畫在一起以資比較, 他的實驗已在上一節中介紹過了。由於本文的能量分佈比其他理論更接近實際結果, 因此球形電容器的伏-安特性理論曲綫亦必定比其他理論結果更符合實驗結果。

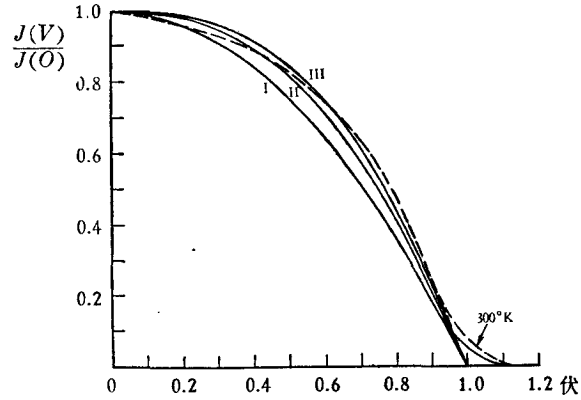


圖 5. 球形電容器的伏-安特性曲綫  
 $V_m = 1$  伏,  $T = 0^\circ, 300^\circ\text{K}$ , I.  $\omega = 0$ ; II.  $\omega = 0.191$  電子伏; III.  $\omega = 0.4$  電子伏。虛綫是 Roehr 的實驗曲綫

## 六. 光電子的角度分佈

從基本公式(12)對  $d\varepsilon$  自 0 到  $\infty$  進行積分, 可以求得角度分佈函數  $p(\alpha)$ , 但在計算過程中應分別考慮  $\varepsilon$  大於和小於  $\mu$  的情況, 即

$$\begin{aligned} p(\alpha) d\alpha ds &= c_1 ds k^2 T^2 \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} \left( 1 - e^{-\frac{\varepsilon kT}{\omega} \cos^2 \alpha} \right) d\varepsilon = \\ &= c_1 ds k^2 T^2 \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha \left\{ \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon - \right. \\ &\quad \left. - \int_0^\mu \frac{\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon kT}{\omega} \cos^2 \alpha}}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon - \int_\mu^\infty \frac{\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon kT}{\omega} \cos^2 \alpha}}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} d\varepsilon \right\}. \quad (34) \end{aligned}$$

其中第一項積分見(20)式, 第二、三項的結果如下:

$$\begin{aligned} \int_0^\mu \frac{\varepsilon}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} e^{-\frac{\varepsilon kT}{\omega} \cos^2 \alpha} d\varepsilon &= -\frac{\mu e^{-\frac{\mu kT}{\omega} \cos^2 \alpha}}{\frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha} - \frac{1}{\left(\frac{kT}{\omega}\right)^2 \cos^4 \alpha} \left( e^{-\frac{\mu kT}{\omega} \cos^2 \alpha} - 1 \right) + \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \frac{\mu e^{-\frac{\mu kT}{\omega} \cos^2 \alpha}}{n - \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha} - \frac{e^{-n\mu}}{\left(n - \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha\right)^2} \left( e^{\mu \left(n - \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha\right)} - 1 \right) \right] \quad (35) \end{aligned}$$

及

$$\int_{\mu}^{\infty} \frac{\varepsilon}{1 + e^{\varepsilon - \mu}} e^{-\varepsilon \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha} d\varepsilon = e^{-\mu \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{\left(n + \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha\right)^2} + \mu \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{\left(n + \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha\right)} \right]. \quad (36)$$

將(20),(35),(36)式代入(34)式,得

$$p(\alpha)d\alpha = c_1 k^2 T^2 \left\{ \frac{1}{2} \mu^2 + \frac{\pi^2}{6} + \frac{\mu e^{-\mu \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha}}{\frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha} - \frac{1 - e^{-\mu \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha}}{\left(\frac{kT}{\omega}\right)^2 \cos^4 \alpha} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \frac{1}{n^2} e^{-n\mu} - \frac{2\mu \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha}{n^2 - \left(\frac{kT}{\omega}\right)^2 \cos^4 \alpha} e^{-\mu \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha} + \frac{e^{-\mu \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha}}{\left(n + \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha\right)^2} - \frac{e^{-n\mu} - e^{-\mu \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha}}{\left(n - \frac{kT}{\omega} \cos^2 \alpha\right)^2} \right] \right\} 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha. \quad (37)$$

當  $\omega = 0$  時,此式變成

$$p(\alpha)d\alpha = c_1 k^2 T^2 \left\{ \frac{1}{2} \mu^2 + \frac{\pi^2}{6} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{n^2} e^{-n\mu} \right\} 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = \frac{1}{e} J_{\omega=0} \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha. \quad (38)$$

其中  $J_{\omega=0}$  表示當  $\omega = 0$  時的光電流密度。此式表示角度分佈滿足餘弦定律。當  $T = 0^\circ\text{K}$  時,(37)式變成

$$p(\alpha)d\alpha = c_1 \left\{ \frac{1}{2} E_m^2 + \omega E_m \frac{e^{-\frac{E_m}{\omega} \cos^2 \alpha}}{\cos^2 \alpha} - \omega^2 \frac{1 - e^{-\frac{E_m}{\omega} \cos^2 \alpha}}{\cos^4 \alpha} \right\} 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha. \quad (39)$$

此式再對  $d\alpha$  自 0 到  $\frac{\pi}{2}$  進行積分便得(25)式。當  $T \neq 0^\circ\text{K}$  時,角度分佈函數看起來相當複雜,但在實際情況中,好些項都可以略去不計。例如  $h(\nu - \nu_0) = 1.20$  電子伏,  $T = 300^\circ\text{K}$ ,  $\omega = 0.191$  電子伏,則  $\mu = 46.4$ , (37)式可以寫成

$$p(\alpha)d\alpha = \frac{c_1}{1495} \left[ 1075 + 343 \cdot \frac{1}{\cos^2 \alpha} e^{-6.28 \cos^2 \alpha} - 54.7(1 - e^{-6.28 \cos^2 \alpha}) \frac{1}{\cos^4 \alpha} \right] 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha. \quad (39')$$

我們平常所說的角度分佈函數係指  $p_1(\alpha)$ ,

$$p_1(\alpha) = \frac{p(\alpha)}{2\pi \sin \alpha}. \quad (40)$$

圖 6 示  $\omega = 0, 0.191$  及  $0.4$  電子伏時  $p_1(\alpha)$  的理論曲綫。這些曲綫呈大頭向外豎立的蛋形,這與 Ives 的實驗結果<sup>[17]</sup>大致相同。

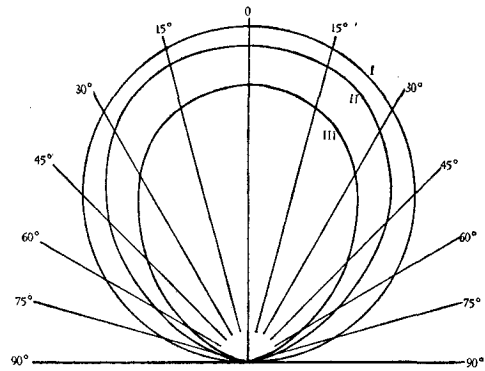


圖 6. 角度分佈理論曲綫

$h(\nu - \nu_0) = 1.20$  電子伏,  $T = 300^\circ\text{K}$ , I.  $\omega = 0$ ; II.  $\omega = 0.191$  電子伏; III.  $\omega = 0.4$  電子伏

原則上,從(37)式對  $da$  積分可以得到(23)式,事實上這是相當麻煩的。

### 七. 法綫能量分佈及其在阻滯場下的特性曲綫

考慮 Nottingham 透射係數公式之後,每秒鐘自單位面積逸出的電子其法綫能量在  $E_n$  到  $E_n + dE_n$  之間的電子數或  $y$  到  $y + dy$  之間的電子數,其中  $y = \frac{E_n}{kT}$ ,可以表成

$$p(y)dy = c_1 k^2 T^2 \ln [1 + e^{-(y-\mu)}] \cdot (1 - e^{-\frac{kT}{\omega} y}) dy. \quad (41)$$

當  $T = 0^\circ\text{K}$  時,如果  $E_n \leq E_m$ ,則

$$p(E_n)dE_n = c_1 (E_m - E_n) \left(1 - e^{-\frac{E_n}{\omega}}\right) dE_n; \quad (42)$$

如果  $E_n > E_m$ ,則  $p(E_n) = 0$ . 假定  $\omega = 0$ ,則(42)式變成

$$p(E_n)dE_n = c_1 (E_m - E_n) dE_n; \quad (43)$$

此即是 DuBridge 所獲得的公式<sup>[4]</sup>. 圖 7 示  $\omega = 0, 0.191, 0.4$  電子伏及  $T = 0^\circ, 300^\circ\text{K}$ ,  $E_m = 1$  電子伏時的法綫能量分佈理論曲綫。

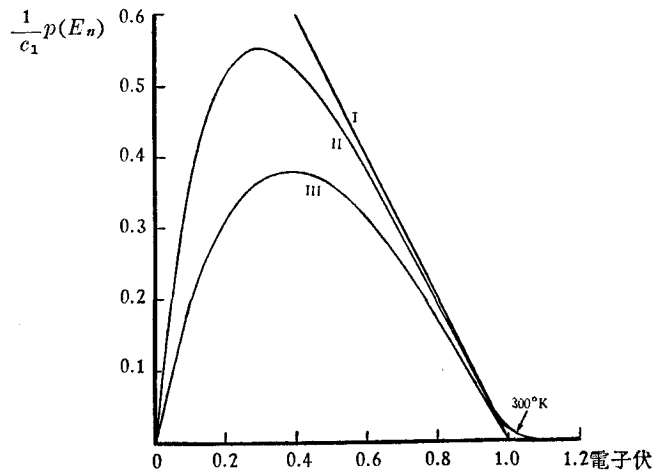


圖 7. 法綫能量分佈的理論曲綫

$T = 0^\circ, 300^\circ\text{K}$ ,  $E_m = 1$  電子伏,

I.  $\omega = 0$ ; II.  $\omega = 0.191$  電子伏; III.  $\omega = 0.4$  電子伏

從理想平行板電容器(其一電極為光陰極,另一為收集極)阻滯場下的電壓-電流特性曲線可以求出法綫能量分佈,因此實驗上欲求法綫能量分佈往往先測量它的阻滯場特性曲線。下面的計算假定收集極的反射係數為0,否則的話,就應該考慮陰極與收集極之間多次反射問題,計算起來比較複雜,此地不擬討論。

平行板電容器在阻滯場下的電壓-電流特性曲線的理論公式如下:

(i) 設  $x \geq \mu$ ,

$$\begin{aligned} J(x) &= ec_1 k^2 T^2 \int_x^\infty \ln [1 + e^{-(y-\mu)}] \cdot \left(1 - e^{-\frac{kT}{\omega} y}\right) dy = \\ &= ec_1 k^2 T^2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \left[ \frac{1}{n^2} e^{-n(x-\mu)} - \frac{1}{n \left(n + \frac{kT}{\omega}\right)} e^{-n(x-\mu) - \frac{kT}{\omega} x} \right]. \end{aligned} \quad (44)$$

當  $x = \mu$  時,

$$J(\mu) = ec_1 k^2 T^2 \left[ \frac{\pi^2}{12} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{n \left(n + \frac{kT}{\omega}\right)} e^{-\mu \frac{kT}{\omega}} \right]. \quad (45)$$

(ii) 設  $x \leq \mu$ ,

$$\begin{aligned} J(x) &= ec_1 k^2 T^2 \left\{ \int_x^\mu \ln [e^{(\mu-y)}(1 + e^{-(\mu-y)})] \cdot \left(1 - e^{-\frac{kT}{\omega} y}\right) dy + \right. \\ &\quad \left. + \int_\mu^\infty \ln [1 + e^{-(y-\mu)}] \cdot \left(1 - e^{-\frac{kT}{\omega} y}\right) dy \right\} = \\ &= ec_1 k^2 T^2 \left\{ \frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{2} (\mu - x)^2 - \frac{\omega}{kT} \left[ (\mu - x) e^{-\frac{kT}{\omega} x} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{\omega}{kT} \left( e^{-\frac{kT}{\omega} x} - e^{-\frac{kT}{\omega} \mu} \right) \right] + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \frac{1}{n^2} e^{-n(\mu-x)} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{n \left(n + \frac{kT}{\omega}\right)} e^{-\frac{kT}{\omega} \mu} + \frac{1}{n \left(n - \frac{kT}{\omega}\right)} \left( e^{-\frac{kT}{\omega} \mu} - e^{-n(\mu-x) - \frac{kT}{\omega} x} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (46)$$

令  $x = 0$ , 此式即變成(23)式。設  $T = 0^\circ \text{K}$ , 此式變成

$$J(V) = c_1 \left\{ \frac{1}{2} e^2 (V_m - V)^2 - \omega e (V_m - V) e^{-\frac{eV}{\omega}} - \omega^2 \left( e^{-\frac{eV_m}{\omega}} - e^{-\frac{eV}{\omega}} \right) \right\}, \quad (47)$$

其中  $eV = E$ ,  $V$  為阻滯電位。圖 8 示  $V_m = 1$  伏,  $\omega = 0, 0.191, 0.4$  電子伏,  $T = 0^\circ$  及  $300^\circ \text{K}$  時的理論曲線。當  $\omega = 0.191$  或  $0.4$  電子伏時, 這些理論曲線的形狀與 Du-Bridge 的論文中的實驗結果<sup>[4, 18]</sup>很相似。當  $V$  相當大時,  $J(V)$  可以用凹向上的拋物綫描寫。當  $V \rightarrow 0$  時, 其斜率趨於 0, 這樣就與加速場下的特性曲綫光滑地相啣接。

設  $T = 0^\circ \text{K}$ , 同時  $\omega = 0$ , 則(47)式變成

$$\begin{aligned} J(V) &= ec_1 \frac{1}{2} (eV_m - eV)^2 = \frac{1}{2} ec_1 h^2 v^2 \left( 1 - \frac{h\nu_0 + eV}{h\nu} \right)^2 = \\ &= c_3 \left( 1 - \frac{h\nu_0 + eV}{h\nu} \right). \end{aligned} \quad (48)$$

此即 Thomson 的理論結果<sup>[19, 20]</sup>。

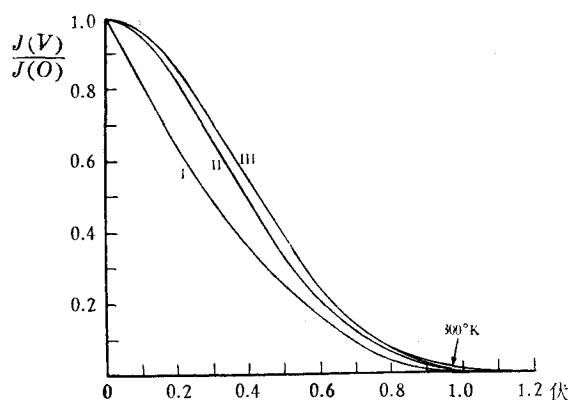


圖 8. 平行板電容器電壓-電流理論特性曲線

$T=0^{\circ}, 300^{\circ}\text{K}$ ,  $V_m=1$  伏,

I.  $\omega=0$ ; II.  $\omega=0.191$  電子伏; III.  $\omega=0.4$  電子伏

## 八. 結 束 語

以上假定了金屬表面的反射效應可以用 Nottingham 經驗公式描寫，並在其他一些假定下，推導出一系列的公式。只要適當地選擇  $\omega$  的數值，這些理論曲線均比其他理論更為令人滿意。但本文所提出的理論尚有下列缺點：

- (1) 本理論不反映由於入射光角度的改變所引起的能量分佈及角度分佈的改變；
- (2) 不能用於偏振光的情況；
- (3) 由於沒有討論參量  $c$  與入射光頻率  $\nu$  的關係，因此光電流的光譜分佈公式只能用於  $\nu$  略大於  $\nu_0$  的情況；
- (4) 本理論只能用於金屬光電陰極，其他如半導體光電陰極、複雜的光電陰極、金屬薄層的光電陰極等的能量分佈與角度分佈的理論探討還有待繼續進行工作；
- (5) 本文沒有討論金屬表面位壘的形狀。

## 參 考 文 獻

- [1] 吳全德，物理學報，**12** (1956)，419；**13** (1957)，78.
- [2] Rudberg, E., *Phys. Rev.* **48** (1935), 811.
- [3] Fowler, R. H., *Phys. Rev.* **38** (1931), 45.
- [4] DuBridge, L. A., *Phys. Rev.* **43** (1933), 727.
- [5] Mitchell, K., *Proc. Roy. Soc. A* **146** (1934), 442; *Proc. Camb. Phil. Soc.* **31** (1935), 416; *Proc. Roy. Soc. A* **153** (1936), 513.
- [6] Вонсовский, С. В., Соколов, А. В., Векслер, А. З., *Успехи физ. наук.* **56** (1955), 477.
- [7] Fan, H. I., *Phys. Rev.* **68** (1945), 43.
- [8] Nottingham, W. B., *Phys. Rev.* **49** (1936), 78.
- [9] 吳全德，科學通報，**9** (1957)，278.
- [10] Nottingham, W. B., *Phys. Rev.* **49** (1936), 646; **49** (1936), 649.
- [11] Liben, I., *Phys. Rev.* **51** (1937), 642.
- [12] Добрецов, Л. Н., *Электронная и ионная эмиссия*, 1952, § 17.
- [13] Roehr, W. W., *Phys. Rev.* **44** (1933), 866.
- [14] Dickey, J., *Phys. Rev.* **81** (1951), 614.
- [15] Кащов, Н. А., *Электроника*, 第三章, 1953.
- [16] Nottingham, W. B., *Handbuch der Physik* **21** (1956), 75.
- [17] Ives, H. E., Olpin, A. R. and Johnsrud, A. L., *Phys. Rev.* **32** (1928), 57.

- [18] DuBridge, L. A. and Hergenrother, R. C., *Phys. Rev.* **44** (1933), 861.  
[19] Thomson, J. J., *Phil. Mag.* **2** (1926), 674.  
[20] Huges and DuBridge, *Photoelectric Phenomena*, 1932.

## INITIAL ENERGY DISTRIBUTION AND ANGULAR DISTRIBUTION OF PHOTOELECTRONS

WU CHUAN-TEH

(*Peking University*)

### ABSTRACT

In the present paper, the Nottingham's Empirical Formula of the transmission coefficient is used to develop the DuBridge's theory of initial energy distribution of photoelectrons from metal. Owing to the detailed considerations of refraction effect for an electron passing through the potential barrier of the surface, we discuss not only the energy distribution and the normal energy distribution of photoelectrons, but also the angular distribution. All discussions are based on the following assumptions:

- (1) The surface is ideal;
- (2) The energy distribution of electrons in the metal is according to the Fermi-Dirac distribution;
- (3) The intensity of incident monochromatic light is constant and the incident light is unpolarized.

The obtained formula of initial energy distribution of photoelectrons is very simple, but it is more satisfactory than the other theories shown in this paper. The curve of angular distribution of photoelectrons is like an egg with its large end outward. If there is no refraction effect, the angular distribution satisfies Lambert's law. The spectral distribution, the theoretical formula of volt-ampere characteristic under the retarding field of a spherical condenser with a small photocathode as one electrode at centre, the normal energy distribution, and the theoretical volt-ampere characteristic of ideal parallel plate condenser are also discussed in this paper.