

高等学校教学用书



阴极电子学引论

· YINJI DIANZIXUE YINLUN

孟昭英编

人民教育出版社

## 阴极电子学引論

---

孟昭英編

北京市书刊出版业营业許可証出字第2号

人民教育出版社出版(北京景山东街)

人民教育印刷厂印装

新华书店北京发行所发行

各地新华书店經售

---

统一书号 K13010·1035 开本 850×1168<sup>1</sup>/<sub>32</sub> 印张 6

字数 139,000 印数 7,501—11,500 定价 (G) 单 0.60

1961年9月第1版 1962年3月北京第3次印刷

# 目 录

緒論	1
第一章 純金属的热发射	6
引言	6
1.1 純金属热电子发射现象	6
1.2 純金属的自由电子模型	8
1.3 自由电子的統計分布	10
1.4 自由电子的动量配分函数	15
1.5 金属的内电位、逸出功和接触电位差	16
1.6 李查孙公式	22
1.7 电子初速及电子流的能量密度	26
第二章 电場对于金属热发射的影响	28
引言	28
2.1 发射电流随着收集极电压的变化情形	28
2.2 拒斥場下的电流	30
2.3 加速場下的电流——肖特基效应	31
2.4 空間电荷限制区	36
2.5 二分之三次方定律	38
2.6 电子初速分布的影响	40
第三章 逸出功的量測	46
引言	46
3.1 李查孙直綫法	46
3.2 “理想”二极管	48
3.3 从加速場外延求零場电流	51
3.4 脉冲法	53
3.5 低溫量測法	54
3.6 量热法	56
3.7 接触电位差法	59
3.8 表面純淨度的重要性	61
3.9 一些金属的逸出功及純金属阴极	62
第四章 阴极温度的量測	67

引言	67
4.1 物体在高温时的辐射	68
4.2 能量温度	70
4.3 亮度温度	71
4.4 颜色温度	72
4.5 光测高温计	73
4.6 光谱辐射系数的测定	75
4.7 温差电偶法	76
4.8 电阻法	77
4.9 谐波分量法	78
<b>第五章 原子薄膜阴极</b>	<b>82</b>
引言	82
5.1 复钨钨阴极热发射的物理现象	83
5.2 发射机理的探讨	84
5.3 蒸发与扩散的平衡	89
5.4 非正常肖特基效应	92
5.5 碳化复钨钨阴极	95
5.6 复钨钨	95
5.7 复钨钨及其他	96
<b>第六章 氧化物阴极</b>	<b>97</b>
引言	97
6.1 半导体及其一些性质	97
6.2 氧化物阴极的制备	105
6.3 氧化物阴极的模型	108
6.4 氧化物阴极的逸出功	112
6.5 涂层的电导率	115
6.6 涂层性质随运用时间的变化	118
6.7 氧化物阴极的伏安特性	119
6.8 氧化物阴极的脉冲发射	121
6.9 中毒现象	123
<b>第七章 储备式热发射阴极及其他</b>	<b>126</b>
引言	126
7.1 氧化物阴极的缺点及其改进类型	126
7.2 氧化钨阴极	127
7.3 储备式阴极	128
7.4 空心阴极及其他	133

第八章 場致发射	135
引言	135
8.1 金属的場致发射	136
8.2 温度对于場致发射的影响	139
8.3 場致发射的实驗方法与結果	141
8.4 場致发射显微鏡及其他应用的展望	143
第九章 次級电子发射	147
引言	147
9.1 純金属的次級发射	148
9.2 半导体、介質和复杂面的次級发射	152
9.3 有效次級电子发射体	155
9.4 非正常次級发射——莫尔特效应	158
9.5 关于次級发射的理論	159
9.6 次級发射的实驗方法	163
第十章 光电发射	169
引言	169
10.1 金属光电发射的基本物理現象	170
10.2 关于光电現象光譜特性的理論	175
10.3 选择性光电效应及其解釋	179
10.4 复杂的光电阴极	182

## 緒 論

阴极电子学是一門新兴的学科。它的主要內容是电子从固体的发射。

固体里含有大量的电子。这些电子，在沒有得到激发的情况下是不能逸出固体的。因此要把电子从固体里释放出来，必須賦与它們以額外的能量，或設法把阻碍它們逸出固体的力消除。这样，不論是从科学系統性来看，或是从实用体系来看，都最好是按照电子获得額外能量和克服阻碍它們逸出的力的方式来分类。这样，阴极电子学可以分为以下的主要內容。

最簡單的賦与电子能量的方式是把物体加热。电子的能量随着温度的升高而增大，其中就有的能够克服抑制它們逸出的阻碍而逸出。这样得到的电子发射叫热发射。这是得到自由电子最簡便，最穩定和应用得最多的方式。絕大部分的电子管都是采用热阴极。因此热发射也占本讲义的大部分篇幅。

在热发射体中，最簡單的和应用得最早的是純金属。关于純金属的发射理論是热发射里知道得最彻底的。它是一切热发射和其他形式的发射的共同基础。由于許多新的，更好的热发射体的发现，純金属阴极的应用現在只限于阳极电压非常高和功率非常大的电子管了。但是考慮到它的簡單性和基本性，将首先討論它。这是第一章的內容。

在第二、三、四章里，将分別討論电場对发射的影响，逸出功的量測和阴极温度的量測。这些都是热发射里的共同問題，其应用是不仅限于純金属的。

原子薄膜阴极的发现是热发射里的一个大的进步。这就是使

金属表面上复盖上一层对于金属是电正的原子，使电子逸出时必须克服的阻碍减小，结果在相同的加热情况下，可以有更多的电子能够逸出。这类阴极的效率比纯金属约高十倍。它的发射机理比较复杂。我们不仅须要研究金属本身，还要研究它的表面情况，研究金属与其他原子的结合和这结合对于电子发射的影响。可以说，关于这方面的研究还很不够。现代许多新型热阴极的发射机理，其主要方面是原子薄膜的性质。这些阴极的重要性将对于原子薄膜的发射机理的研究有很大的推动作用。我们将在第五章讨论这类发射。

从生产和经济上的重要性来看，氧化物阴极是热发射体中最重要的。它属于半导体类型的发射体。它的发射机理既很复杂，它的具体情况又随着制备和处理条件的不同而变化。由于多年的实践和研究，现在对于它的发射机理已掌握了一些主要问题，但是存在的矛盾还很多，还有待深入的了解。在第六章将讨论一些有关机理的重要方面和现代的一些看法。

氧化物阴极仍然不能满足现代电真空器件提出的某些特殊要求。因此现代发展了一系列的新型阴极。其中主要的是半导体发射与原子薄膜发射的结合。在这一类型里，可能的组合很多，所以发展前途还很广大。这也是现代关于热发射的研究重点。我们将在第七章里给以简短的介绍。

在固体表面上加以很强的电场，可以有效地消除阻碍电子逸出固体的力，而获得很大的发射。这类发射叫场致发射。实验证明用这个方法可以获得大到  $10^7$  安/厘米<sup>2</sup> 的发射电流密度。在纯金属的情况，其发射机理是比较简单的。理论分析的结果与实验还很符合。现在的重要问题是如何利用这种发射做成发射稳定而寿命长的阴极，把它更可靠地和更广泛地用于电子管里。在第八章将定性地解释这种发射的机理及实验结果和应用。

从物体外面射入电子，用它的动能賦与固体内的电子以能量，使它們发射出来，是另一种发射的形式——次級发射。它是在固体里面，电子与电子間相互作用和能量傳遞的結果。严格的分析是很困难的，因此对它的机理了解得也比較肤淺。现在的发展方向是半导体和合金的次級发射。这是第九章的内容。

以光輻射的形式賦与电子以能量，使它們从固体里逸出是光电发射，光电发射对近代物理的重要性是大家所熟知的。它的发现比較早，对于它的研究也比較多。利用它可以制出各种光电管、光电变换器、电视发送管等。现在的发展方向是提高光子发生的光电发射的产額和把光电发射的灵敏度向更长的波长推进。我們将在第十章討論这种发射。

当原子与金属接触时，前者会发生电离，然后以正的或負的离子形态发射出来。当絕緣体或半导体被加热时也有正的和負的离子发射。表面电离和离子发射的研究也属于阴极电子学的范围，但在本讲义中将不予討論。

以上就是阴极电子学的内容。

电子的发射虽然有上述的不同的形式，它們彼此間是有內在的密切联系的。一切发射出来的电子都是原来在固体里具有較高的能量的。所以一切发射形式都与这些电子在固体里面的态有关。当它們发射出来时，固体加于它們的力也是相同的。这就是一切发射的共同性。但是每种发射也各有其特殊性。既要研究它們的特殊性，也要研究它們的共同性。关于电子在物体内部的态，知道得比較多些，可是对于表面的情况則知道得比較少。近年来在阴极电子学里对于表面情况的研究給与了較多的注意。其結果会对于这一学科有很基本的影响的。

各种发射不仅在机理上不可分割，在实际的发射里，也常常有几种发射形式同时存在。不过在某一具体情况，一般只有一种形



式是主要的而已。例如在磁控管的阴极，就不可避免地是热发射与次级发射同时起作用。在另一方面，也可以特意地把几种发射形式结合起来，来得到更有效和更称人意的发射体。热场致发射就是一例。近年来的“冷发射”就兼有光电、场致和次级发射。实际上正是这些结合点才是新发展的生成点。随着我们对于这几种发射的更深入的了解，就可能更好地把它们结合起来，得到比现在多得多的新的发射体。

阴极电子学与其他学科的联系是很显然的。在阴极电子学的新发展里，有很大一部分是借助于固体物理的发展而得到的。同时，阴极电子学的发展也有助于固体物理的研究。量子力学的方法是阴极电子学里分析方法的主要工具之一，而化学热力学则对阴极电子学里的化学变化有重要的指导意义。阴极电子学与半导体的关系就更密切了。氧化物阴极、氧化钪阴极、有效的光电发射体和次级发射体都是半导体。可以推测将来会把更多的新的半导体用于电子发射。所以阴极电子学有其研究的主要范围，同时又与相邻学科密切地联系着。它们互相帮助和互相促进。

阴极电子学起始于本世纪初年。不过 60 年的时光，它已经成为一门重要的学科了。这是与无线电和电子管的发展分不开的。阴极电子学里的重大进展，没有不是在生产的迫切要求下得到的；而每当它得到成就后，又反过来促进了生产。例如氧化物阴极发现于 1905 年。但是一直到 20 年代有了无线电广播，对于具有高效率阴极的电子管有了迫切的要求以后，它才得到了巨大的推动力，俟后才获得了较大的发展。它对于电子管生产的影响之大，也是显然的。近代的新型阴极也都是在超高频管的要求下发展起来的。

无线电电子学的重要性是不待强调而可知的。阴极电子学是它的一个重要基础学科。研究阴极电子学的目的是为了把大量的

电子从固体里释放出来，使它們存在于真空中，供我們控制和利用。使真空中有大量的自由电子可以說不是自然存在而是人为产生的一个物质的态。利用它可以制造出各种各样的，为科学研究和生产服务的电真空器件来。它的应用是不仅仅局限于电子管的。把原子反应堆的热能直接轉变为电能的一个可行的方法是利用热电子发射。在实验里用二极管已經能够得到約 10% 的热能到电能的轉变效率。当然，这方面距离实际应用的程度还很远，可是其有前途則是肯定的。

六十年間，阴极电子学已成长为一个学科并且得到了很快的发展。但是它还远远不能滿足向它提出来的要求。在阴极电子学工作者面前摆着重大的責任和广闊的前途。

本課是阴极电子学的初步基础。我們只能討論一些最基本的主要物理現象及我們對它們的現阶段的理解。这些可以作为无綫电电子物理专业的基础知識。专门从事于阴极电子学者尚須对于本讲义里所討論的，以及这里沒有篇幅涉及的問題，作更深入的探討。

# 第一章 純金属的热发射

## 引 言

热电子发射最初起始于对純金属的研究，最早电子管阴极也无例外地采用純金属。現代固然发展了許多种热阴极，但是它們并不能完全代替了純金属阴极，所以后者在实际上仍有其重要性。至于其发射机理，早在本世紀的最早年代即有了相当正确而深入的了解，經過以后許多年的研究，特别是在应用量子力学理論以后，我們可以說現在对于純金属热发射的了解是相当全面而透徹的，即我們对于它的認識是与客观实际深为符合的了。

本章将从統計观点研究純金属热发射的机理，推导发射电流密度与温度和逸出功的关系式，进而求出外加电場对于发射电流的影响。最后討論一些关于純金属阴极的問題。

### 1.1 純金属热电子发射現象

用純金属，例如鎢絲作阴极和另一金属板作收集极，做成一个簡單二极管，抽走空气并接入电路如图 1.1 所示。加热灯絲至发

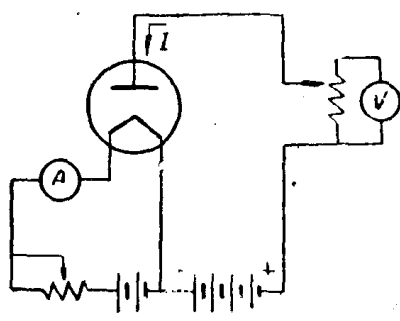


图 1.1

光。当收集极上加以正电压时，就发现有电流如图里箭头所示，表示有电子从阴极发射出来。这发射电流最初随着收集极电压  $U_a$  很快地上升，繼而較慢，最后几乎不变。我們称这时的电流为饱和电流（实际上它仍随着  $U_a$  有緩慢的上升）。当我们把饱和电流

$I_s$  對發射這電流時的溫度  $T$  畫成曲綫時，即得如圖 1.2 所示的曲綫。從圖可以看到發射電流密度隨着溫度的變化非常地快。例如當  $T$  從  $2400^\circ\text{K}$  增到  $2500^\circ\text{K}$  時（即約 4%），發射電流就增加約 150%。實際上實驗數據在很大的範圍都近似地符合于以下的方程：

$$j_s = ae^{-b/T}, \quad (1.1)$$

$a, b$  是兩個實驗常數。許多不同金屬

的  $a$  的數值是很相近的，但是其  $b$  的値則很不相同。從這式可知  $b$  的量綱是溫度。鎢的  $b$  約為 5 萬多度，鉑的約為 6 萬度，鈾的約為 3 萬度，等等。因為純金屬的運用溫度最高不過 2 千多度，指數的値永遠是很大的，這也就是說電流隨溫度有急劇的變化。

李查孫 (Richardson, O. W.) 從热力學的考慮，推得了熱發射電流密度與溫度的關係式，現稱為李查孫公式。其式如下：

$$j_s = A'T^{1/2}e^{-b'/T}. \quad (1.2)$$

嗣後德施曼 (Dushman, S.) 仍從热力學考慮，只是採用了當時物理上的新研究成果，即金屬里的自由電子的比熱近似地等於零，又推得了現在公認的發射公式：

$$j_s = AT^2e^{-b/T}. \quad (1.3)$$

兩式里的常數  $A'$  和  $A$  都是普通常數， $b'$  和  $b$  是與金屬性質有關的兩個常數。

以上三式的形式雖然相差甚多，即  $T$  的方次分別為 0,  $\frac{1}{2}$  和 2，但是實際上都能很好地代表實驗發射電流與溫度的關係。這是因為對於  $j_s$  起決定性作用的是指數項里的  $T$ ，而不是方次項里的  $T$ 。只有最精確的量測結果證明最後的式 (1.3) 更為接近實驗數值。

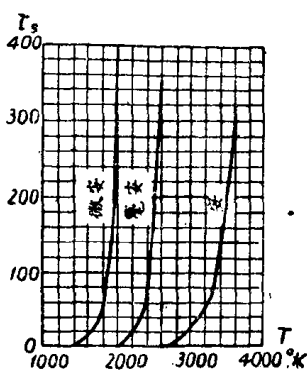


圖 1.2

這式的应用範圍是很大的，從低溫時的最小可以測量得出的電流到接近金屬熔點的高溫時的很大的電流，共約十幾個數量級，這式都很好地符合實際。這就說明這式是很接近真理的。我們以下將從另一個觀點，即微觀的統計觀點來推導此式。本章與以下兩章的討論雖然都是對純金屬而作的，它們對於整個熱發射都是很基本的，即對其他熱陰極同樣可以应用。

## 1.2 純金屬的自由電子模型

我們都知道金屬里有大量的所謂“自由電子”，它們具有相當大的速度。可是在室溫沒有可以測量得出來的發射，更是人所共知的，不然絕緣起來的金屬就要有可以測量得出來的正電了。所以這些“自由”電子並不是象在真空中存在的電子那樣真正地自由。不過此後討論中將略去引號。

金屬里的自由電子是甚么狀態呢？在不同的時期曾有过不同的假定。最初，在20世紀初年有人把它們看作象理想氣體一樣，把金屬的表面看成是這“電子氣”的容器。這大概是因為在這以前工業的發展迫切要求動力，因而氣體分子運動論得到很快的發展，而人們很自然地將當時在另一方面很成功的理論用在新的領域。這個理論可以解釋一些現象，如金屬導電和導熱的性質等。但是後來發現根據這種看法所計算出來的金屬比熱的值與實驗結果很不符合。這樣就不能不對於金屬里自由電子的看法發生疑問。一個正確的假定應當能夠解釋一切這假定所包括的現象。一件肯定是正確的實驗若與理論顯然不符就可以否定這理論的正確性，即使這理論能夠解釋一些其他現象。本情形正是如此。本來在20世紀初年就發現了許多用經典學說所不能解釋的物理現象。量子力學克服了這些矛盾，在許多方面得到很顯著的成功。在1928年，索末菲(Sommerfeld, A.)發表了他的自由電子理論，其中包括金屬的熱

發射問題。他推得的热發射公式與式(1.3)的形式完全一樣,而且更進一步證明了普適常數 $A$ 的數值約等於 $120$ 安/厘米<sup>2</sup>·度<sup>2</sup>①。這值與實驗數值相差不過一倍。這表明他的理論還有不足之處。但是從兩個完全不同的觀點,即宏觀的热力學和微觀的統計力學,推得了相同的結果,這式又在非常大的範圍內符合客觀實際,我們現在完全有把握認為這理論是基本正確的。至於 $A$ 的不完全與實驗數值符合,只是由於在細節的地方對某些因素有所忽視的結果。

索末菲的模型是這樣的。在金屬內部有許多自由電子。它們具有一定的動能,而且它們的動能具有一定的配分規律。在金屬內部,這些自由電子近似地不受到力的作用,即假定金屬內部的位能(或電位)是均勻的。但是當電子運動到金屬表面時,它們就受到一個把它們拉回金屬的力。換句話說,在金屬表面上存在着一個勢壘。勢壘的假定實際上就是在平常情況下電子不能逸出金屬的另一個說法而已。至於這勢壘的確切的形狀,或電子在金屬面附近所受的力的確切性質,我們不完全知道。可是從靜電學我們知道當電子距離金屬表面較遠時,它所受的力應當是電象力。但是在距離非常近時(以下將證明這距離約等於金屬原子間的距离),這力又必定偏離開電象力,不然的話,使電子脫離金屬所需的功將為無限大,也就是說,假定電子所受的力完全是電象力時,就不可能用有限的功使電子逸出金屬,而這是違反實際的。好在對於推導發射公式來說,勢壘的確切形狀沒有影響,因為(以下將證明)決定發射的不是勢壘的形狀,而是它最後的高度。

假定勢壘的形狀是如圖 1.3 所示。縱坐標是電子的總能量。為方便起見,以金屬內部的位能為零。這樣,自由電子在金屬內部

① 參看 1.6 節, (1.40) 式為計算結果。

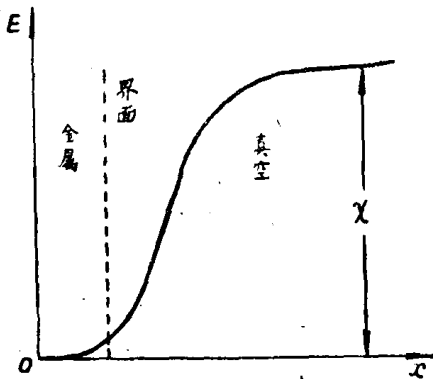


图 1.3

时的全部能量就等于它的动能。当电子运动到金属表面时，部分动能将转变为位能。如果电子的总能量小于势垒高度  $\chi$ ，当它冲出金属表面以后，到达某一距离，把全部动能都转化为位能，它的速度就降低到零。这时它仍处在金属表面的位场里，结果

仍将被吸引回去。只有那些能量等于和大于  $\chi$  的电子才有可能冲出金属，而以真正的自由电子的形态存在于空间。也只有这些电子才是电真空器件里能以控制的。势垒的高度  $\chi$  也叫这金属对电子的亲合能。

严格地讲，只有当电子逸出金属到达无限远时才完全脱离金属的力场。实际上当电子脱离金属到  $10^{-6}$  厘米时，电象力已小到这样的地步，即对一切实际问题这电子都可看作是完全脱离了金属的。因为在实际情况不可能没有其他的力作用于电子，当这些力与金属表面位场里的力可以比拟时，我们就可以认为电子是完全逸出金属了。

### 1.3 自由电子的统计分布

索末菲的模型与经典电子气模型的最主要的分别在于他假定金属里自由电子是符合费米-狄拉克 (Fermi-Dirac) 统计配分规律，而经典学说则假定是符合麦克斯韦-玻耳兹曼 (Maxwell-Boltzmann) 统计规律的。对于一般气体原子来说，这两种统计没有什么分别，后者只是前者的特殊简化情形而已。但是金属里的自由电子，其质量既远小于气体原子的质量，其密度也远比一般气体

在正常情形下的为高。在这种情况下,就必须用量子统计规律,即费米统计,而不能用经典的麦-玻分布。

我們知道,按照费米分布,如果在一个容积  $V$  里有  $N$  个粒子,其质量为  $m$ , 则这些粒子里能量介于  $E$  与  $(E+dE)$  之间的粒子的数目  $dN_E$  符合下面的公式:

$$dN_E = \frac{4\pi(2m)^{3/2}V}{h^3} \cdot \frac{\sqrt{E} dE}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (1.4)$$

$h$  是普朗克(Planck)常数,其值为  $6.625 \times 10^{-34}$  焦耳秒; $k$  是玻耳兹曼常数,其值为  $1.380 \times 10^{-23}$  焦耳每度。 $E_F$  是一个常数,叫费米能级,其物理意义将在以下讨论。

上式中的

$$w(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (1.5)$$

叫费米函数,也叫占据几率。这里考虑的是电子按能量的配分,这函数就是这能级被电子占据的几率。显然,不论能量是大是小, $w(E)$  的值永远小于 1。当  $E=E_F$  时,不论温度高低,占据几率永远等于 1/2。这就是费米能级从统计观点看时最基本的意义,即:占据几率等于 1/2 的能级就是费米能级。可以证明费米能级也就是热力学里的化学势。

在金属里自由电子的情形,费米能级又有一些特殊的性质。首先是当  $T=0^\circ\text{K}$  时,若  $E>E_F$ , 则  $w(E)=0$ , 即没有电子会占据高于  $E_F$  的能级,  $E_F$  是在  $T=0^\circ\text{K}$  时的费米能级。当  $E<E_F$  时,  $w(E)=1$ , 即所有能量低于  $E_F$  的能级全被电子所占据。因此在金属里自由电子的情形,  $E_F$  是在绝对零度时电子可能具有的最大能量。在  $T=0^\circ\text{K}$  时,  $w(E)$  随  $E$  的变化是非连续的,如图 1.4 里的曲线  $a$  所示。这图的横坐标是  $(E-E_F)$ 。 $w(E)$  在这坐标上有反对称的性质。在本情形下,式(1.4)简化为;



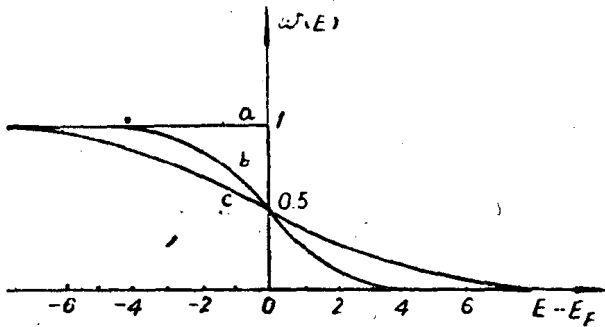


图 1.4 曲线(a)  $kT=0$ ; (b)  $kT=1$ ; (c)  $kT=2.5$ .

$$dN_E = \gamma \sqrt{E} dE, \quad (1.6)$$

$$\gamma = \frac{4\pi(2m)^{3/2}V}{h^3} \quad (1.7)$$

$\gamma$  是一个常数。

$E_{F_0}$  的值可以很容易求出如下: 积分式 (1.6), 积分的极限为零至  $E_{F_0}$ , 积分的值显然等于容积里共有的自由电子数, 即

$$\int dN_E = \int_0^{E_{F_0}} \gamma \sqrt{E} dE = \frac{2}{3} \gamma E_{F_0}^{3/2} = N. \quad (1.8)$$

代回  $\gamma$  的原值, 并用  $n$  表示单位体积里的自由电子数, 即得

$$E_{F_0} = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}. \quad (1.9)$$

如果知道单位体积里自由电子的数目, 就可以计算出绝对零度时的费米能级。从金属的电子理论和一些实验结果知道金属里自由电子的数目与它的原子的数目是同一数量级, 即每个原子贡献一个或两个自由电子。例如钨的比重为 18.8, 其原子量为 184。知亚佛加德罗 (Avogadro) 数为  $6.03 \times 10^{23}$ , 假定每个原子有两个自由电子, 即得  $n = 12.3 \times 10^{22}$  个/厘米<sup>3</sup>。从此可以算出  $E_{F_0} = 8.95$  电子伏特。我们在电子学工作里能量一般都是用电子伏特 (eV) 作单位。这能量相当于一个电子改变一伏特的电位时所作的功。因为电子