

(京)新登字 149 号

内 容 简 介

本书介绍了四种形式的电子发射和所涉及到的有关物理基础,并重点突出了光电发射和各种类型的光电阴极及其发展。对它们的制备、性能和测试作了尽可能详细的介绍。

本书是高等工科院校光电成像技术专业本科生兵工系列教材之一,也供从事微光夜视技术,电真空器件和电子物理等方面工作的工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

电子发射与光电阴极/刘元震等编著. —北京:北京理工大学出版社,1995

ISBN 7-81013-998-3

I. 电… II. 刘… III. ①电子发射-高等学校-教材
②光电阴极-高等学校-教材 IV. ①0462.1②TN103

中国版本图书馆 CIP 数据核字(95)第 03800 号

北京理工大学出版社出版发行

(北京市海淀区白石桥路 7 号)

(邮政编码 100081)

各地新华书店经售

北京地质印刷厂印刷

*

787×1092 毫米 32 开本 13 印张 286 千字

1995 年 5 月第一版 1995 年 5 月第一次印刷

印数:1—2000 册 定价:7.45 元

※图书印装有误,可随时与我社退换※

目 录

引 言	1
第一章 电子发射物理基础	3
§ 1.1 固体的能带模型	3
§ 1.2 电子状态与电子的统计分布	9
1.2.1 金属索末菲自由电子模型和电子的能量分布	9
1.2.2 半导体中的电子状态和电子的统计分布	18
§ 1.3 表面势垒、逸出功和电子亲和势	23
§ 1.4 固体的界面效应	30
1.4.1 金属的接触电位差	30
1.4.2 表面吸附对逸出功的影响	32
1.4.3 半导体表面的能带弯曲	35
1.4.4 半导体异质结	37
§ 1.5 固体的光吸收	41
§ 1.6 散射机构对光电发射的影响	46
§ 1.7 晶态与非晶态薄膜	51
1.7.1 薄膜的形成	51
1.7.2 单晶、多晶与非晶态薄膜	54
参考文献	58
第二章 热电子发射和场致发射	60
§ 2.1 热电子发射方程	60
2.1.1 纯金属的热电子发射公式	60
2.1.2 热电子初速与电子冷却效应	63
§ 2.2 热电子发射全伏安特性曲线	68
2.2.1 理想二极管的全伏安特性曲线	68

2.2.2	拒斥场的阳极电流	72
2.2.3	加速场的阳极电流——肖特基效应	75
2.2.4	空间电荷限制下的阳极电流—— $3/2$ 次方定律	79
§ 2.3	热电子发射材料	81
2.3.1	纯金属阴极	81
2.3.2	原子薄膜阴极	83
2.3.3	氧化物阴极	89
2.3.4	储备式阴极	102
§ 2.4	场致发射方程与热场致发射	109
2.4.1	场致发射方程——福勒—诺德海姆公式	110
2.4.2	温度对场致发射的影响	119
2.4.3	场致发射电子的能量分布	121
§ 2.5	场致电子发射材料	125
2.5.1	多尖端场致发射阴极	125
2.5.2	钨锥薄膜场致发射阴极	128
2.5.3	薄膜冷阴极	129
2.5.4	半导体过热电子发射冷阴极	130
	参考文献	132
第三章	次级发射与光电发射	134
§ 3.1	次级电子发射理论	134
3.1.1	次级电子发射的物理过程	135
3.1.2	次级电子发射系数的定量计算	137
§ 3.2	绝缘体次级发射的平衡电位	142
§ 3.3	次级电子发射体与电子倍增器	145
3.3.1	实用次级电子发射体	145
3.3.2	通道式电子倍增器与微通道板	150
§ 3.4	金属光电发射光谱特性	154
§ 3.5	金属光电子发射理论	159
§ 3.6	体积与表面光电发射	163
§ 3.7	半导体光电发射的量子产额	166

§ 3.8 半导体缺陷能级对光电发射的影响	174
§ 3.9 光电子能谱	179
3.9.1 光电子能谱测量电子结合能原理	179
3.9.2 X 射线光电子能谱及其应用	185
3.9.3 紫外光电子能谱及其应用	186
3.9.4 同步辐射光电子能谱	187
参考文献	188
第四章 实用光电阴极	190
§ 4.1 概述	190
§ 4.2 银氧铯光电阴极(S-1)	192
4.2.1 制备工艺与特性	193
4.2.2 结构与发射机理	200
§ 4.3 铯铯光电阴极	207
4.3.1 制备工艺与特性	207
4.3.2 结构与发射机理	219
§ 4.4 双碱与多碱光电阴极	225
4.4.1 双碱光电阴极	226
4.4.2 多碱光电阴极	230
4.4.3 多碱光电阴极(S-20)制备工艺与特性	233
4.4.4 多碱光电阴极的结构和发射机理	238
§ 4.5 多碱光电阴极的发展	244
4.5.1 派生物及其光谱响应	244
4.5.2 展望	248
§ 4.6 紫外光电阴极	253
4.6.1 4000~2000 Å 的光电阴极	254
4.6.2 2000~1050 Å 的光电阴极	256
4.6.3 低于 1050 Å 的光电阴极	257
参考文献	259
第五章 光电阴极形成中的检测技术	261
§ 5.1 多碱光电阴极形成中的检测技术	261

5.1.1	真空系统和超高真空系统	262
5.1.2	多碱光电阴极形成的控制方法	265
5.1.3	检控方法实例	269
§ 5.2	研究多碱光电阴极的光学方法	276
5.2.1	检测原理	277
5.2.2	检控方法与实例	279
§ 5.3	用微弱信号检测多碱光电阴极	287
5.3.1	原理	287
5.3.2	微分光谱、吸收光谱与透射光谱	292
5.3.3	微弱信号的测量	298
§ 5.4	紫外光电阴极研制中的检测技术	300
5.4.1	中紫外检测光源及其应用	301
5.4.2	真空紫外检测光源及其应用	302
§ 5.5	光电阴极制作中的真空传递	304
	参考文献	307
第六章	负电子亲和势(NEA)光电阴极	308
§ 6.1	NEA 光电阴极的工作原理	309
§ 6.2	NEA 光电阴极的表面模型	313
6.2.1	异质结模型	313
6.2.2	偶极层模型	316
6.2.3	铯的弱核力场效应	318
§ 6.3	NEA 光电阴极的量子效率	323
6.3.1	反射式 NEA 光电阴极的量子效率	324
6.3.2	透射式 NEA 光电阴极的量子效率	327
§ 6.4	NEA 光电阴极的制备	333
6.4.1	外延层的生长	334
6.4.2	光电阴极的激活	338
§ 6.5	实用反射式光电阴极及其发展	349
§ 6.6	三代微光管中的透射式光电阴极	357
6.6.1	多层结构的透射式光电阴极	358

6.6.2 真空传递与钨封	362
参考文献	364
第七章 光电阴极特性的测试原理	366
§ 7.1 光电子能量分布与阈频率	366
7.1.1 能量分布函数	366
7.1.2 能量分布的测定	369
7.1.3 能量分布与其它因素的关系	372
7.1.4 光电发射阈频率	373
§ 7.2 光电阴极的光谱响应	374
§ 7.3 光电阴极的积分灵敏度	378
参考文献	382
实验一 纯金属的热电子发射与逸出功的测定	383
实验二 多碱光电阴极的制作(演示)	393
习 题	399

引言

电子发射是研究电子如何从物体内部通过表面而向真空逸出的科学,已在各种技术领域获得广泛应用。如各类电真空器件、各种应用电子束或离子束的分析仪器和加工设备都需要一个满足不同要求的电子源或离子源。各类阴极的性能将是决定器件和仪器质量的重要因素。

固体内部含有大量电子,但必须以不同形式赋予外界能量或设法消除束缚电子的物理因素才能使固体产生电子发射。按外界作用的性质,通常可把电子发射分成以下类型:

一、热电子发射

把物体加热到足够高的温度,使内部的一部分电子进入真空,叫做热电子发射。这是一种最简单而应用最广的发射形式。

二、场致发射

用加在固体表面的强电场使内部一部分电子通过隧道效应进入真空,叫做场致发射。这是获得大功率密度电子流的有效方法。

三、次级电子发射

用一定能量的初电子轰击物体表面促使其发射电子,叫做次级发射或二次电子发射。它在微通道板及各类表面分析仪器中广泛应用。

四、光电子发射

光辐射作用于物体而使物体内部电子逸出,叫做光电子发

射。它不但是光的粒子性的实验依据,同时是主动红外夜视技术和微光夜视技术的理论技术基础。

以上四种电子发射的基本形式之间有着内在联系并有其共同的理论基础,这将在第一章中予以概要介绍。对同一物体四种电子发射在同一条件下有可能同时存在,但对一种器件而言总是以应用其中一、两种电子发射形式为主、其它发射会导致对器件性能的不良影响,应尽量予以减小或消除。

光电发射材料对夜视技术的发展起着重要作用。1930年银氧铯光电阴极的发明,诞生了主动红外夜视技术。1955年发现铯钾钠铯高量子效率光电阴极,这有力地促进了第一代、第二代微光夜视技术的发展。1965年新型负电子亲和势光电阴极诞生,又把微光夜视技术推向了第三代。1980年 Dolizy 用光学方法研究铯钾钠铯光电阴极的形成,使超二代微光获得迅速发展。可见光电发射与光电阴极在光电成像技术中占有重要地位。当前随着技术的进一步发展,又给光电阴极技术提出了更高要求。为适应军用夜视技术发展的需要,本课程定为电子发射与光电阴极并以讲授光电发射与光电阴极作为学习的重点。其中以较多的篇幅介绍了各类光电阴极制备工艺、特性、结构和发射机理,同时也注意对光电阴极形成中的监控技术作了尽可能详细的介绍。

第一章 电子发射物理基础

§ 1.1 固体的能带模型

能带论是研究固体中电子运动的基础,它始于利用量子力学研究金属的电导理论。随着半导体技术的应用,它又提供了进一步分析问题的理论基础,尤其是在区别导体、绝缘体和半导体上所提出的理论说明,是能带论的一个重大成就。30年代实用光电发射材料问世,50年代以后得到迅速发展。在对高效能光电发射材料的分析理解上,能带论也起了重要的作用。本节主要介绍固体的能带模型,讲授导体和非导体的能带结构特点。它是分析研究电子发射材料的理论出发点。

众所周知,固体有晶体和非晶体之分,晶体系由规则排列的原子构成,原子壳层填充电子。形成固体后,电子能级分裂成能带。如果是原子排列周期为 a 的一维晶体(三维晶体分析完全相似),能带的形成如图 1-1 所示。原子数为 N ,则每个能带分裂成 N 个状态,每个状态以波矢量 k 标志,满足简约布里渊区 $-(1/2a) < k < 1/2a$ 的 k 值可以描述所有可能的状态,给出表示在 k 状态下的电子能量 $E(k)$ 。从图中可见,原子内层轨道交叠较小,能级分裂形成能带较窄。随着轨道半径的增大,外层能级分裂形成能带变宽,标志着电子共有化运动的增加。在各能带之间的能量范围内不存在能级,称为禁带。充满电子的能带叫满带,未充满电子的能带叫导带。虽然晶体中

都包含大量电子,但有的具有很好的导电性,有的则没有,这要视其电子是否占据导带而定。能带论指出满带电子不导电,这一结论可以在如下的简单推导中得到证实。

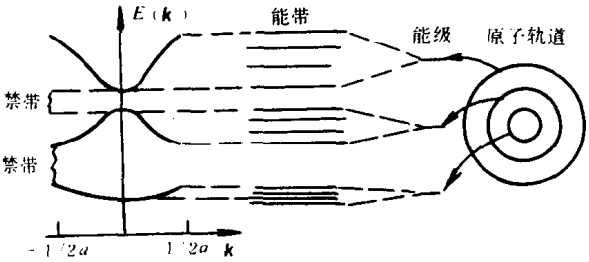


图 1-1 能带的形成示意

固体物理表明,在周期场中运动的电子本征态的波函数一般可以写成自由粒子波函数乘上一个周期函数,这种形式的波函数称为布洛赫函数。如果取布洛赫函数

$$\varphi_k = e^{i2\pi k \cdot x} u_k(x) \quad (1-1)$$

式中: φ_k ——周期场中状态 k 的电子波函数;

$e^{i2\pi k \cdot x}$ ——自由电子波函数;

$u_k(x)$ ——周期函数。

它满足波动方程

$$H\varphi_k = E(k)\varphi_k \quad (1-2)$$

式中: H ——单电子运动的哈密顿量;

$E(k)$ —— k 状态下能量。

其复共轭就是具有相同本征值的 φ_k^*

$$\varphi_k^* = e^{-i2\pi k \cdot x} u_k^*(x) \quad (1-3)$$

它正是一 k 态的布洛赫函数。因此 k 和 $-k$ 态具有相同的能量

$$E(k) = E(-k) \quad (1-4)$$

从而得到, k 和 $-k$ 态具有相反的速度

$$v(k) = -v(-k) \quad (1-5)$$

从图 1-1 中也可直接看到这一结果,即 k 和 $-k$ 处的 $E(k)$ 函数具有大小相等方向相反的斜率。在一个完全被电子充满的能带中,尽管就每一个电子来讲都荷带一定的电流 $-ev$,但是 k 和 $-k$ 状态的电子流 $-ev(k)$ 和 $-ev(-k)$ 却正好抵消,总电流为零。

即使有外电场或外磁场存在也不会改变如上情况,仍以一维能带为例。如图 1-2:横轴上的点子表示均匀分布在 k 轴上的各量子态为电子所充满。在电场作用下,电子受到作用力

$$F = -e\mathcal{E} \quad (1-6)$$

所有电子所处的状态都按 $\frac{dk}{dt} = \frac{1}{h} F$ (h 为普朗克常数等于 $4.1 \times 10^{-15} \text{eV} \cdot \text{s}$) 变化。 k 轴上各点均以完全相同的速度移动。不改变均匀填充各 k 态

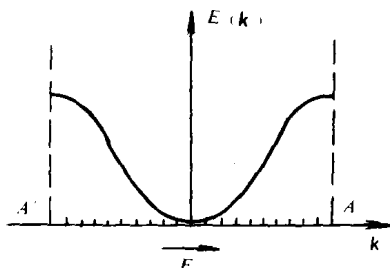


图 1-2 满带中的电子运动

的情况,在布里渊区边界 A 和 A' 实际上代表同一状态。由 A 点移动出去的电子,同时从 A' 点移动进来,从而不产生电流。

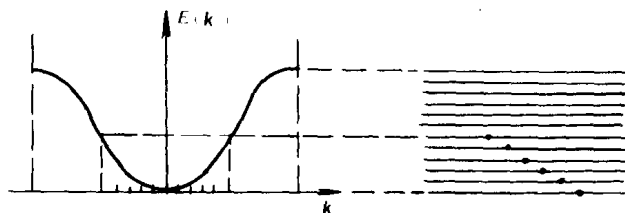


图 1-3 部分填充的能带

部分填充的能带情况和满带不同,在外电场作用下,可以产生电流。图 1-3 给出了一个部分填充的能带和相应的 $E(k)$ 图。电子填充在虚线以下的各能级,由于

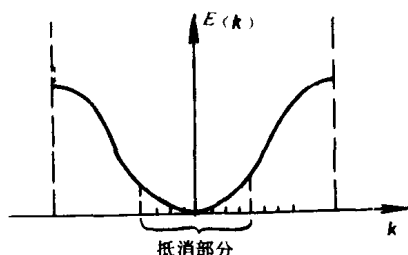


图 1-4 外场改变对称分布

k 和 $-k$ 是对称充填,总电流抵消。而虚线以上的较高能级则是空的。在外场力 F 的作用下,情况如图 1-4 所示。整个电子分布将向一方移动,使原来的对称分布被破坏,电流将只是部分抵消,因而产生一定电流。

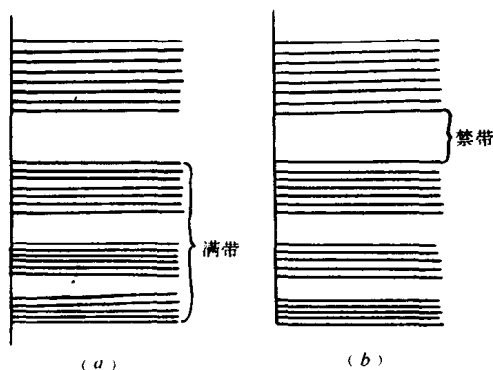


图 1-5 导体和非导体的能带模型

(a) 导体; (b) 非导体

在上述基础上,对导体和非导体提出了如图 1.5 所示的基本能带模型。在非导体中,电子恰好填满最低的一系列能带,再高的各能带全部是空的。由于满带不产生电流,所以尽

管存在很多电子,但并不导电。在导体中,除去完全被电子充满的一系列能带外,还有只是部分地被电子填充的能带即导带,它在电场的作用下可以起导电作用。

除去良好的金属导体外,还有具有一定导电特性的半导体。根据能带论,半导体和绝缘体都属于上述非导体的类型。其二者的区别在于禁带的宽窄和是否存在一定的杂质。如果在晶格内存在一定数量的杂质,能带填充情况会发生改变,使导带中有少量电子或满带中有少量空穴,从而导致一定的导电性,这就是杂质半导体。有时材料相当纯净,但禁带宽度相对较窄。在所处的温度下,也会由于热激发使少数电子由满带激发到导带,产生所谓本征导电,这就是本征半导体。激发电子的多少与禁带宽度密切有关。绝缘体常有较宽的禁带,热激发电子极少以至没有可观察到的导电性。

在此需特别指出:能带与原子能级间的对应关系,实际上并不都像图 1-1 所表示的那样单纯,并不永远都是一个原子能级对应于一个能带。原子结合成晶体后,有时原子外层能级引起的能带可以宽到不同能带间相互重叠的程度,下面就此问题再作具体分析。

首先举碱金属为例。碱金属具有体心立方晶格,每个原胞有一个原子,设想晶体由 N 个原子组成。碱金属元素的原子,除去内部的各满壳层,最外面的 ns 态有一个价电子。根据紧束缚近似与各满壳层的原子态对应应有相应的能带,而且每个能带能容纳正反自旋的电子 $2N$ 个,这样原来填充原子满壳层的电子正好充满相应的能带,与外面 ns 态对应的能带也同样可以容纳 $2N$ 个电子。然而, N 个原子的 N 个价电子只能填充能带的一半。因此,在这种情况下,应形成导体,起导电作用的只是最外面的价电子。实际上,我们知道碱金属正是最典

型的金属导体。

其次再考虑二价的碱土金属，它们和碱金属相似，只是最外面有两个在 s 态的价电子。按照上面关于碱金属的讨论，似乎 N 个原子的 $2N$ 个价电子应正好填满相应的能带，形成非导体。实际上它们是金属导体。这是由于在这些晶体中，与 s 态对应的能带和上面的能带发生重叠， $2N$ 个电子尚未充满相应能带，就已开始填入更高的能带，结果成为导体。这种情况已被 X 射线谱研究所证实。

最后讨论一下金刚石、硅、锗等 IV 元素所形成的金刚石结构晶体的能带情况。 IV 元素最外面是一个 s 态和三个 p 态组成的壳层，在这个可以容纳 8 个正反自旋电子的壳层中有 4 个价电子。在金刚石结构中，每个原胞包含 2 个原子，由它们各自的一个 s 态和三个 p 态合起来共可以组成 8 个能带，在 N 个原胞的晶体中，每个能带可以容纳 $2N$ 个正反自旋电子。具体的分析证明，这 8 个能带可以划分为上下两组，每组各包含 4 个能带，它们之间隔有一定宽度的禁带。晶体中共有 $8N$ 个价电子，正好填满下面 4 个能带，上面 4 个能带是完全空的，在空带和满带之间隔有禁带，因此形成典型的非导体。实际上，金刚石是典型的绝缘体，硅和锗是典型的半导体。

由以上可见，由于实际上往往发生能带重叠，原子能级和能带之间常常不是简单的一一对应，只有对实际能带结构有了具体的了解，才能认真分析电子填充能带的情况，不可能仅仅按一般原理作出关于固体是导体或非导体的结论。但无论能带形成的过程怎样，由价电子填充的能带称价带。对半导体绝缘体而言，价带以上的能带是空的，最低的一个空带称为导带。这样在讨论半导体问题时，通常只画出如图 1-6 所示的简化能带图。 E_c 代表导带底能量， E_v 代表价带顶能量， E_g 代

表禁带宽度。在讨论金属导体时,由于最关心的是自由电子行径,通常只画出自由电子势阱图,实际上它代表的是金属导体的导带模型。不同于半导体的是金属导带电子为导带本身所固有,它由价电子所组成。

上面分析了由很多相同原子结合成晶体,电子的允许能量形成一系列能带的情况。实际上,由数目很大的正负离子或相同分子形成的晶体,其电子的允许能量也是由若干紧密的能级所组成的能带,分隔这些能带的也是禁带。所不同的只是这些物体的结构不同,形成能带的具体结构也不同。有关能带形成的讨论,对于液体半导体、非晶态半导体也是适用的。

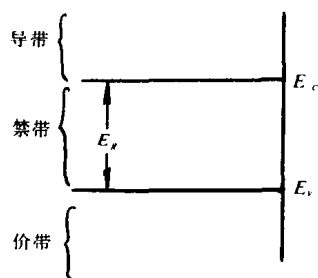


图 1-6 半导体简化能带图

§ 1.2 电子状态与电子的统计分布

在固体物理、半导体物理中,对电子状态及电子的统计分布作了普遍系统的研究。本节就电子发射常用概念作简要叙述。为方便起见,我们将分别讨论金属和半导体中的有关问题。

1.2.1 金属索末菲自由电子模型和电子的能量分布

由上节讨论已知,金属能带模型的特点是,被电子填充的能带中最上层是部分填充的能带。大量研究指出,该能带中的电子行径,对导电和光电发射特性起主要作用。由于这些电子

可以在金属内自由运动,因此,常称为自由电子。对自由电子的认识,曾提出过不同的理论模型,如1900年特鲁德(P. Drude)早期提出的金属自由电子论;1905年洛伦兹(Lorentz)进一步提出的金属内自由电子服从麦克斯韦-玻尔兹曼(Maxwell-Boltzmann)统计分布的“电子气”概念。它们在不同程度上解释了金属的导电导热以及热电子发射现象。但尤以1928年索末菲(Sommerfeld)从量子力学角度提出的自由电子模型,才使金属电子发射问题得到了满意的理解。

索末菲自由电子模型的主要点是:

1. 组成金属的原子,其最外层电子所处的场,可以近似地看成单个原子势场叠加的结果。相邻原子之间的空间电势变化很小,可以认为是等势的。只是在每个正离子位置出现势阱。

2. 电子在此均匀势场中作自由运动,金属表面存在一个足够高的势垒,阻止自由电子的逸出。如果欲使电子飞出金属,必须克服该势垒作相当的功。

由此可以认为,金属内自由电子恒定势场为零。索末菲自由电子模型可用一个有限大小的“平底势垒箱”描述。简化成一维见图1-7所示。其中平底势箱的底部能级 E_c 表示体内静止电子能量,势箱顶部能级 E_v 表示体外静止电子能量,二者之差就是表面势垒 χ ,其形状先简化为矩形。实际上索末菲自由电子模型的图示法就是金属导带能级图。 E_c 导带底, E_v 叫作金属的真空能级, E_F 是费米能级。在下面的讨论中将进一步明确费米能级的物理含意。

我们首先关心的是在此平底势垒箱中自由电子的运动状态。量子力学指出,电子具有波粒二相性,其运动状态可用波

函数 $\Psi(x, y, z)$ 描述, 它可从对薛定谔 (Schrodinger) 方程求解来获得。

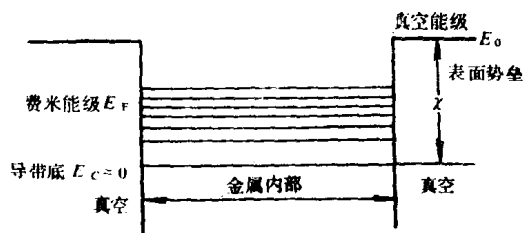


图 1-7 金属块“平底势垒箱”模型

已知三维薛定谔方程

$$\nabla^2 \Psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - eU) \Psi = 0 \quad (1-7)$$

式中: m ——自由电子质量;

h ——普朗克常数;

E ——电子总能量。

根据以上假定, 金属内的势能为零, 即 $eU = 0$ 。式 (1-8) 就化成

$$\nabla^2 \Psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E \Psi = 0 \quad (1-8)$$

可见上式 E 已变成自由电子动能。讨论的中心问题是非静止的自由电子在平底势垒箱中所应具有的能量。

在量子力学中, 自由电子动能与动量间服从 $E = p^2/2m$ 关系、电子动量 $|p| = \hbar |k|$, k 为波矢量, 其大小 $|k| = 1/\lambda$, λ 为德布洛依波波长。波矢量指向波前进方向。如以 k_x, k_y, k_z 表示在直角坐标系中 k 空间的三个分量。则

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (1-9)$$

故