

大学物理学

(下册)

王纪龙等编著

兵器工业出版社

P. S. Dieser Brief handelt nicht als, unterhalb

内容简介

《大学物理学》是以《高等工业学校大学物理课程教学基本要求》的最新修订本为依据,按照面向 21 世纪课程体系、教学内容改革的要求,在吸取了当前一些较有影响的同类教材的部分成功经验后编写而成的。全书分上、下两册,共七篇。上册包括力学(含相对论)、电磁学、波动力学;下册包括量子物理、热物理学、现代物理前沿与技术专题以及学习指导。

本书可作为高等工业学校各专业本、专科学生的大学物理教材,也可用作其它类大专院校非物理专业和成人教育的物理教材和教学参考书。

本书中物理量和单位

量的名称	符 号	单位名称	单位代号	量 纲	备 注
辐[射]出[射]度	$M(T)$	瓦[特]每平方米	$W \cdot m^{-2}$	MT^{-3}	常用电子伏特 (eV)为单位
单色辐出度	$M_{\lambda}(T)$	瓦[特]每立方米	$W \cdot m^{-3}$	$L^{-3}MT^{-3}$	
单色吸收比	$a(\lambda, T)$	—	—	—	
斯特藩—玻 尔兹曼常量	σ	瓦[特]每平方米 四次方开[尔文]	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$	$T^{-3}M\Theta^{-4}$	
维 恩 常 量	b	米开[尔文]	$m \cdot K$	$L\Theta$	
逸 出 功	Φ	焦[耳]	J	L^2MT^{-2}	
康普顿波长	λ_c	米	m	L	
普朗克常量	$h, \hbar$	焦[耳]秒	$J \cdot s$	L^2MT^{-1}	
波 函 数	Ψ				
概率密度	$\Psi^* \Psi$	每立方米	m^{-3}	L^{-3}	
主量子数	n	—	—	—	
角量子数	l	—	—	—	
磁量子数	m	—	—	—	
自旋量子数	s	—	—	—	
自旋磁量子数	m_s	—	—	—	
质 量 数	A	—	—	—	
电 荷 数	Z	—	—	—	
里德伯常量	R	每米	m^{-1}	L^{-1}	
玻尔磁子	μ_B	焦[耳]每特[斯拉]	$J \cdot T^{-1}$	L^2I	
核磁子	μ_N	焦每特[斯拉]	$J \cdot T^{-1}$	L^2I	
质量亏损	ΔM	千克	kg	M	
核的结合能	ΔE	焦[耳]	J	L^2MT^{-2}	

(续)

量的名称	符号	单位名称	单位代号	量纲	备 注
比 结 合 能	$\Delta E/A$	焦[耳]	J	L^2MT^{-2}	
衰 变 常 数	λ	每秒	s^{-1}	T^{-1}	
半 衰 期	T	秒	s	T	
压力(压强)	p	帕斯卡	Pa	$L^{-1}MT^{-2}$	1 Pa = 1 N · m ⁻²
热力学温度	T	开尔文	K	Θ	
摄氏温度	t	摄氏度	°C	Θ	$t/^\circ C = (T - 273.15) K$
摩 尔 质 量	M_{mol}	千克每摩尔	kg · mol ⁻¹	MN ⁻¹	
分 子 质 量	m	千克	kg	M	
分子有效直径	d	米	m	L	
分子平均自由程	$\bar{\lambda}$	米	m	L	
分子平均碰撞次数	$\bar{z}$	次每秒	1 · s ⁻¹	T^{-1}	
碰 撞 截 面	σ	平方米	m ²	L ²	1 b(靶恩) = 10 ⁻²⁸ m ²
体积分子数	n	每立方米	1 · m ⁻³	L ⁻³	
热 量	Q	焦耳	J	L^2MT^{-2}	
比 热 容	c	焦耳每千 克开尔文	J · kg ⁻¹ · K ⁻¹	$L^2T^{-2}\Theta^{-1}$	
热 容	C	焦耳每 开尔文	J · K ⁻¹	$L^2MT^{-2}\Theta^{-1}$	
摩尔定体热容	$C_{V,m}$	焦耳每摩尔 开尔文	J · mol ⁻¹ · K ⁻¹	$L^2MT^{-2} \cdot \Theta^{-1}N^{-1}$	
比 热 容 比	γ	—	—	—	
粘 度	η	帕秒	Pa · s	$L^{-1}MT^{-1}$	
热 导 率	κ	瓦每米开尔文	W · m ⁻¹ · K ⁻¹	$LMT^{-3}\Theta^{-1}$	
扩 散 系 数	D	二次方米每秒	m ² · s ⁻¹	L^2T^{-1}	
嫡	S	焦耳每开尔文	J · K ⁻¹	$L^2MT^{-2}\Theta^{-1}$	

目 录

第四篇 量子物理基础

第十六章 从经典物理到量子物理	(2)
§ 16-1 黑体辐射 普朗克的量子假设	(2)
§ 16-2 光电效应 爱因斯坦的光量子论	(6)
§ 16-3 原子结构和原子光谱 玻尔的量子论	(14)
习题	(18)
第十七章 量子力学基础	(20)
§ 17-1 实物粒子的波粒二象性 德布罗意波	(20)
§ 17-2 波函数及其物理意义	(21)
§ 17-3 不确定性原理	(23)
§ 17-4 薛定谔方程	(25)
§ 17-5 定态问题	(27)
§ 17-6 氢原子	(33)
* § 17-7 多电子原子和元素周期表	(39)
习题	(42)
第十八章 * 原子核和基本粒子简介	(44)
§ 18-1 核的组成和基本性质	(44)
§ 18-2 核力与原子核结构	(46)
§ 18-3 原子核衰变	(48)
§ 18-4 基本粒子简介	(51)
习题	(56)

第五篇 热物理学

第十九章 气体动理论	(58)
§ 19-1 热力学平衡的基本概念	(58)
§ 19-2 压强和温度的微观解释	(60)
§ 19-3 能量按自由度均分定理	(64)
§ 19-4 麦克斯韦速率分布律	(68)
* § 19-5 玻尔兹曼分布律与量子统计简介	(71)
* § 19-6 真实气体的范德瓦尔斯方程	(73)
§ 19-7 气体分子的平均自由程	(74)
§ 19-8 输运过程	(76)
习题	(79)
第二十章 热力学基础	(82)
§ 20-1 热力学第一定律	(82)
§ 20-2 热容量	(84)
§ 20-3 第一定律对于气体热力学过程的应用	(87)
§ 20-4 循环过程 卡诺循环	(95)

§ 20-5	热力学第二定律	(100)
* § 20-6	卡诺定理	(102)
* § 20-7	熵与熵增加原理	(104)
§ 20-8	热力学第二定律的微观意义	(107)
习题		(110)

* 第六篇 现代物理前沿与技术简介

第二十一章	凝聚态物理学简介	(115)
§ 21-1	固体的能带结构	(115)
§ 21-2	半导体材料与器件	(118)
§ 21-3	液晶	(122)
§ 21-4	超导体	(125)
§ 21-5	低维物理与纳米材料	(131)
第二十二章	光学与光电子学简介	(136)
§ 22-1	激光技术	(136)
§ 22-2	光纤通信	(143)
§ 22-3	红外技术	(149)
§ 22-4	激光相关学科简介	(153)
§ 22-5	激光冷却与捕获原子	(155)
第二十三章	天体物理学简介	(159)
§ 23-1	宇宙概观	(159)
§ 23-2	宇宙模型	(160)
§ 23-3	恒星的形成与演化	(163)
§ 23-4	黑洞	(164)
第二十四章	非线性科学简介	(166)
§ 24-1	耗散结构	(166)
§ 24-2	混沌简介	(170)
§ 24-3	分形	(174)
第二十五章	核技术应用简介	(178)
§ 25-1	核磁共振技术	(179)
§ 25-2	穆斯堡尔效应	(181)
§ 25-3	同步辐射	(184)
第二十六章	等离子体技术简介	(187)
第二十七章	声学简介	(191)
§ 27-1	声学的基本概念	(192)
§ 27-2	听觉、语言和音乐	(194)
§ 27-3	超声波与次声波	(197)

第七篇 学习指导部分

学习指导	(201)
参考文献	(421)

第四篇 量子物理基础

到19世纪末,经典物理学已经建立起比较完整的理论体系,并取得了巨大的成功。例如,力学已经从牛顿运动定律发展出分析力学的完整体系,关于存在海王星的预言及其被证实,充分说明了其正确性与指导能力;电磁学则在麦克斯韦方程组的提出后达到了最高点,它预言了电磁波的存在并奠定了电讯工程的基础;声学统一于力学,光学统一于电磁学,使人们对自然界的认识进一步深化;热力学已建立了系统的理论,统计物理学则进一步把对热现象的认识建立在微观元过程的基础之上。

面对经典物理学的成就,部分物理学家认为经典力学和经典物理学已“结合成一座具有庄严雄伟的建筑体系和动人心弦的美丽的庙堂”。“……似乎十分可能,绝大多数重要的基本原理已经牢固地确立起来了;下一步的发展看来主要在于把这些原理认真地应用到我们所注意的种种现象中去。”但是,并非所有物理学家都持这种盲目乐观的观点。从19世纪末到20世纪初,在爱因斯坦提出相对论的同时,随着人类的研究进入了微观领域,研究的主要对象转为微观粒子。这个时期,有一系列重大的实验发现都不可能用经典物理学定律得到哪怕是定性的解释。经典物理学在这些问题面前遇到了真正的困难。1900年,开尔文(W. Thomson, Lord Kelvin)以“悬浮在热和光动力理论上空的19世纪的乌云”为题,写道:“动力学理论断言热和光都是运动的方式,可是现在,这种理论的优美性和明晰性被两朵乌云蔽得黯然失色了。第一朵乌云是随着光的波动论而开始出现的,……第二朵乌云是麦克斯韦-玻耳兹曼(L. Boltzmann)关于能量均分的学说。”其中,第一朵乌云以爱因斯坦相对论的提出而烟消云散,第二朵乌云中则蕴含了量子力学的诞生。

历史上,量子理论首先是从黑体辐射问题上打开突破口的。1900年,普朗克(M. Planck)为了克服经典理论解释黑体辐射的困难,引入了能量子的概念,为量子理论奠定了基础。随后,爱因斯坦进一步发展了普朗克的理论,用光量子的概念成功地解释了光电效应的实验现象,为量子理论的进一步发展打开了局面。1913年,玻尔(N. Bohr)在卢瑟福(E. Rutherford)核式模型的基础上,应用量子化的概念解释了氢原子光谱,从而使前期量子论得到了很大的成功。1924年,德布罗意(L. de Broglie)粒子波粒二象性的提出和薛定谔(E. Schrödinger)波动方程、海森堡(W. Heisenberg)矩阵力学的出现,形成了非相对论量子力学的理论框架。1928年,狄拉克(P. A. M. Dirac)把量子论与相对论结合起来,提出了电子的相对论运动方程——狄拉克方程。至此,量子力学的理论体系完全构筑成功。它是20世纪物理学最重大的进展之一。其成果渗透到天文学、化学、生物学等自然科学领域,而且导致了许多新兴的交叉学科和边缘学科(宇宙学、量子化学、生物物理学、分子生物学等)的诞生。20世纪中叶相继出现的尖端技术,诸如原子能、半导体、激光、超导、遥感遥测、航天技术等,都是在近代物理的基础上建立与发展起来的。

量子理论和相对论所构成的近现代物理学还大大变革了人们的世界观(物质观、运动观、时空观)和思维方式。“推翻了一切关于最终的绝对真理和与之相应的人类绝对状态的想法”(《马克思恩格斯选集》第4卷,第213页),为丰富和发展辩证唯物主义奠定了坚实的基础,提供了宝贵的材料。

第十六章 从经典物理到量子物理

§ 16-1 黑体辐射 普朗克的量子假说

一、热辐射的基本概念

任何固体或液体,由于其分子中包含有带电粒子,分子的热运动将导致该物体不断地向外发射电磁波。这种辐射因为与物体的温度有关,故称为热辐射。在任何温度下,物体具有热辐射的本领,但是,所发射的能量及其按波长的分布却随物体的温度而变化。温度越高,发射的总辐射能量越大,能量更多地向短波部分分布。温度在 800 K 以下的物体所发射的电磁波一般在光谱的红外区域,可以有热效应,但肉眼无法观察到;温度进一步提高时,才能看到物体所发出的光。

物体除了具有发射电磁波的本领外,还具有吸收和反射电磁波的本领,如果物体在同一时间内辐射出去的能量恰等于所吸收的能量,这种热辐射就称为平衡热辐射,辐射达到平衡时,物体具有固定的温度。以下的讨论均是对这种平衡态所进行。

为定量描述热辐射的基本规律,引入下列物理量。

1. 辐射出射度

在单位时间内从物体表面单位面积上所辐射的各种波长电磁波能量的总和,称为该物体的辐射出射度,简称辐出度。它是辐射物体的绝对温度 T 的函数,用 $M(T)$ 表示。 M 的单位为 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。

单位时间内从物体表面单位面积上所辐射出来的,波长在 λ 到 $\lambda + d\lambda$ 范围内的电磁波能量为 $dM(T)$ 。定义

$$M_\lambda(T) = \frac{dM(T)}{d\lambda} \quad (16.1)$$

为该物体的单色辐出度, $M_\lambda(T)$ 是辐射物体绝对温度 T 和辐射波长 λ 的函数。 $M_\lambda(T)$ 的单位为 $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

在一定温度 T 时,物体的辐射出射度和单色辐射度的关系为

$$M(T) = \int dM(T) = \int_0^\infty M_\lambda(T) d\lambda \quad (16.2)$$

2. 吸收比和反射比

物体在温度 T 时,吸收和反射波长在 λ 到 $\lambda + d\lambda$ 范围内的电磁波能量与相应波长的入射电磁波能量之比,分别称为该物体的单色吸收比和单色反射比,分别用 $\alpha(\lambda, T)$ 和 $\rho(\lambda, T)$ 表示。对于不同的物体,特别是各种不同的表面,单色吸收比与单色反射比都是纯数,而对于不透明物体来说,有

$$\alpha(\lambda, T) + \rho(\lambda, T) = 1 \quad (16.3)$$

二、黑体和基尔霍夫定律

1. 绝对黑体

设有一物体,在任何温度下对任何波长的入射辐射能的吸收比都等于 1,则称此物体为

绝对黑体。显然对绝对黑体有 $\alpha_0(\lambda, T) = 1$ 和 $\rho_0(\lambda, T) = 0$ 。自然界中的物体都不是绝对黑体,但我们可以设计绝对黑体的理想模型来进行研究。

设有一空心容器,器壁由不透明材料制成,器壁上开有一小孔 O (图 16-1)。当射线射入小孔后,在空腔内进行多次反射,每反射一次空腔内壁将吸收一部分能量。设吸收比为 α ,射线初次进入小孔 O 时的能量为 1,则 n 次反射后再由小孔射出容器的该射线能量将为 $(1-\alpha)^n$ 。如果小孔的面积远小于容器内壁总面积,反射次数 n 将很大,因而 $(1-\alpha)^n$ 接近于零,这意味着射入空腔小孔 O 的射线能量几乎全部被吸收,吸收比近似为 1。所以这小孔可以认为是绝对黑体。另一方面,如果将这空心容器的内腔壁加热,使保持在一定温度 T ,那么从小孔发射的辐射也可以认为是面积等于小孔孔面的绝对黑体在温度 T 的辐射,称为黑体辐射。

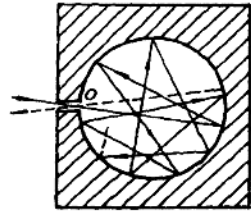


图 16-1 绝对黑体的模型

2. 基尔霍夫定律

对于不同的物体,其单色辐出度 $M_\lambda(T)$ 和单色吸收比 $\alpha(\lambda, T)$ 都是有差异的。1860 年,基尔霍夫发现物体的辐出度与吸收比之间有内在的联系。他从热力学理论推知:对每一个物体来说,单色辐出度与吸收比的比值 $M_\lambda(T)/\alpha(\lambda, T)$ 是一个与物体性质无关而只与所考察温度 T 和辐射波长 λ 有关的普适函数。即对在同一温度 T 时处于热平衡的任意种类和数量的物体,有

$$\frac{M_{1\lambda}(T)}{\alpha_1(\lambda, T)} = \frac{M_{2\lambda}(T)}{\alpha_2(\lambda, T)} = \dots = I(\lambda, T) \quad (16.4)$$

任意物体也包括绝对黑体在内,若用 $M_{0\lambda}(T)$ 表示温度 T 下的绝对黑体的单色辐出度,则上式可简记为

$$\frac{M_\lambda(T)}{\alpha(\lambda, T)} = M_{0\lambda}(T) \quad (16.5)$$

显然, $M_{0\lambda}(T)$ 就是式(16.4)中的普适函数 $I(\lambda, T)$, 即

$$M_{0\lambda}(T) = I(\lambda, T)$$

或者说,任何物体的单色辐出度和单色吸收比之比,等于同一温度绝对黑体的单色辐出度。这就是基尔霍夫定律。

根据基尔霍夫辐射定律,若一个物体是良好的吸收体,则它必然也是一个良好的辐射体。反之亦然。显然,绝对黑体既是最好的吸收体,又是最好的辐射体。

三、黑体辐射的基本规律

按基尔霍夫定律可知,要了解一般物体的辐射性质,必须首先知道绝对黑体的辐射出射度。因此,确定绝对黑体的单色辐出度 $M_{0\lambda}(T)$ 成为研究热辐射的一个中心问题。

在一定温度下,绝对黑体的单色辐出度 $M_{0\lambda}(T)$ 按波长分布的实验曲线如图 16-2 所示。图中每条曲线下的面积等于绝对黑体在一定温度下的辐射出射度 $M_0(T)$, 即

$$M_0(T) = \int_0^\infty M_{0\lambda}(T) d\lambda$$

由图可见, $M_0(T)$ 随温度的升高而迅速增加。1879 年,斯特藩(J. Stefan)从实验中总结出,绝对黑体的辐射出射度与温度的四次方成正比,即

$$M_0(T) = \sigma T^4 \quad (16.6)$$

1884 年,玻耳兹曼从理论上证明这一结果。式(16.6)称为斯特藩-玻耳兹曼定律,式中比例

常量 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$, 称为斯特藩常量。

由图可见, 在每一条曲线上, $M_{0\lambda}(T)$ 有一最大值, 相应这最大值的波长用 λ_m 表示。绝对温度 T 越高, λ_m 值越小, 1893 年, 维恩 (W. Wien) 根据热力学理论导出, 两者之间满足关系

$$\lambda_m T = b, \quad (16.7)$$

其中常量 $b = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$, 上式称为维恩位移定律。

斯特藩-玻耳兹曼定律和维恩位移定律是黑体辐射的基本定律, 它们在现代科学技术中具有广泛的应用, 是光测高温学、遥感和红外追踪等技术的物理基础, 恒星的有效温度也是通过这种办法测量的。在波长 $\lambda_m = 0.55 \mu\text{m}$ 附近, 太阳的单色辐出度最大。如果把太阳看作绝对黑体, 从式 (16.7) 可算出太阳的表面温度为 5270 K。对非绝对黑体来说, 按此公式所算出的温度称为物体的有效温度。在金属冶炼技术中, 常在冶炼炉上开一小孔, 用上述方法测定的炉内温度已足够准确。

四、经典物理学的困难

图 16-2 的曲线反映了绝对黑体单色辐出度 $M_{0\lambda}(T)$ 与 λ, T 的关系。这些曲线都是实验的结果, 如何从理论上导出符合实验曲线的函数式 $M_{0\lambda}(T) = f(\lambda, T)$, 成为 19 世纪末物理学界的重要工作之一。许多物理学家都企图在经典物理的基础上导出这一关系式, 但都遭到了失败, 其中最典型的是维恩公式和瑞利 (Rayleigh)-金斯 (J. H. Jeans) 公式。

1896 年, 维恩根据斯特藩-玻耳兹曼定律、位移定律以及麦克斯韦速度分布律, 并借助于一些特殊的假设, 由经典统计物理学导出了以下的半经验公式:

$$M_{0\lambda}(T) = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (16.8)$$

这就是维恩公式, 其中 c_1 和 c_2 是两个需用实验来确定的经验参量。此后, 不少人进行了详细的测量, 似乎大致证实了维恩分布的正确性。但是, 随着波长扩展到长波范围, 理论与实验开始出现了偏差。特别是 1900 年发表的库尔鲍姆 (F. Kurlbaum) 和鲁本斯 (H. Rubens) 的测量结果表明: 在长波领域, 维恩公式与实验曲线有明显偏离。如图

16-3 所示, 维恩公式 (16.8) 仅在短波段与实验曲线符合。

1900 年, 瑞利根据经典电动力学和统计物理学理论, 得出一个黑体辐射公式。1905 年金斯修正了一个数值因子, 给出了现在的瑞利-金斯公式:

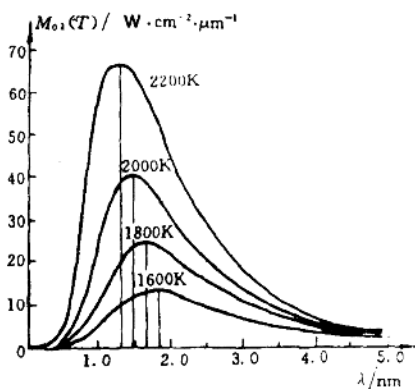


图 16-2 绝对黑体单色辐出度按波长分布曲线

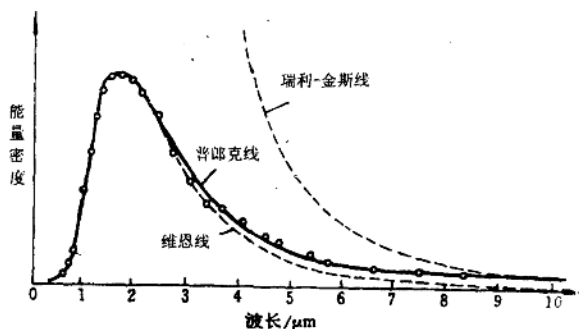


图 16-3 黑体辐射公式与实验曲线

$$M_{0\lambda}(T) = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} \quad (16.9)$$

其中

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$$

称为玻耳兹曼常量, c 为真空中光速。如图 16-3 所示。式(16.9)只适用于长波波段,而在紫外区与实验曲线明显不符,其短波极限 $M_{0\lambda}(T) \rightarrow \infty$, 这就是物理学历史上所谓的“紫外灾难”。无论是维恩公式,还是瑞利公式,都是能量均分定理的必然结果,也是经典力学和经典电动力学的必然结果。显然,黑体辐射所引起的反常现象暴露了经典理论的严重缺陷,它直接导致了普朗克能量量子假说的产生。

五、普朗克的能量量子假说

普朗克是理论物理学家,但对当时有关黑体辐射的实验进展非常清楚。实验已经指出:在长波波段,瑞利公式是正确的,而在短波波段,维恩公式与实验符合的很好。他试图把代表短波方向的维恩公式和代表长波方向的实验结果综合在一起,结果很快找到了一个经验公式。即

$$M_{0\lambda}(T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1} \quad (16.10a)$$

这就是普朗克黑体辐射公式,简称普朗克公式。在 1900 年 10 月 19 日,普朗克在一个物理报告会上宣布了上述结果。当晚,这个公式就得到证实。普朗克后来回忆说:“就在第二天早晨,我的同事鲁本斯来访。他告诉我,会议结束后,他当夜就用他的测量结果检验这个公式,发现在每一点上都极为满意地一致。……后来的测量也一再证实了我的辐射公式——所用的测量方法越好,公式就显得越准确。”

一方面由于普朗克公式与实验的惊人符合,另一方面由于公式十分简单,人们相信这里面必定蕴藏着一个非常重要但尚未被揭示出来的科学原理。经过近两个月的努力,1900 年 12 月 14 日普朗克提出,如果作出下述假定,就可以从理论上导出他的黑体辐射公式(16.10a)。

普朗克假定:辐射物质中具有带电的线性谐振子(如分子、原子的振动可视为线性谐振子),由于带电的关系,线性谐振子能够和周围的电磁场交换能量,这些谐振子不同于经典物理学中的描述,只可能处于某些特殊的状态,在这些状态中,相应的能量是某一最小能量 ϵ (ϵ 称为能量子)的整数倍,即

$$\epsilon, 2\epsilon, 3\epsilon, \dots, n\epsilon, \dots$$

n 为正整数,对频率为 ν 的谐振子来说,最小能量为

$$\epsilon = h\nu \quad (16.11)$$

其中 h 称为普朗克常量,量值为

$$h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

在辐射或吸收能量时,振子从这些状态中之一跃迁到其它一个状态。

普朗克公式(16.10a)中的第一辐射常量 c_1 和第二辐射常量 c_2 分别为:

$$c_1 = 2\pi hc^2 = 3.741 \times 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2$$

$$c_2 = hc/k = 0.01439 \text{ m} \cdot \text{K}$$

将上述辐射常量 c_1 和 c_2 代入(16.10a),普朗克公式可写为

$$M_{0\lambda}(T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (16.10b)$$

对于满足 $h\nu \ll kT$ 的低频长波部分, 普朗克公式可化为瑞利-金斯公式。而在 $h\nu \gg kT$ 的高频范围, 普朗克公式可以化为维恩公式。

在能量观点上, 普朗克的量子假说与经典物理学有着本质的不同。在经典热力学理论和电磁波理论中, 能量可以连续变化, 物体所发射或吸收的能量可以是任意的量值。普朗克首次引入了能量不连续的概念, 指出存在着最小的能量单元(能量子 $h\nu$), 物体发射或吸收的能量必须是这个最小单元的整数倍, 而且是一份一份地按不连续的方式进行。

黑体辐射现象的理论解释, 向人们提出了一个问题: 在宏观、低速运动领域里如此成功的经典物理学理论, 在微观领域中还能走多远? 或者说, 在微观领域现象中是否存在着与宏观现象不同的规律和概念?

普朗克的量子假说圆满地从理论上解释了热辐射现象, 尽管当时不被物理学界普遍接受, 但由于爱因斯坦、玻尔等人的发展、完善、推广, 逐渐形成了近代物理学中极为重要的量子理论。

例 16-1 试从普朗克公式推导斯特藩-玻耳兹曼定律及维恩位移定律。

解 为简便起见, 引入

$$c_1 = 2\pi hc^2 \quad x = \frac{hc}{k\lambda T}$$

即

$$dx = -\frac{hc}{k\lambda^2 T} d\lambda = -\frac{k}{hc} T x^2 d\lambda$$

而普朗克公式为

$$M_{0\lambda}(T) = \frac{c_1 k^5 T^5}{h^5 c^5} \cdot \frac{x^5}{e^x - 1} \quad (1)$$

所以

$$M_0(T) = \int_0^\infty M_{0\lambda}(T) d\lambda = \frac{c_1 k^4}{h^4 c^4} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

由

$$\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = 6.494$$

得

$$M_0(T) = 6.494 \frac{c_1 k^4}{h^4 c^4} T^4 = \sigma T^4$$

这就是斯特藩-玻耳兹曼定律。由上式可得

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$$

求式①中极大值的位置, 即

$$\frac{dM_{0\lambda}(T)}{dx} = \frac{c_1 k^5 T^5}{h^5 c^5} \frac{(e^x - 1)5x^4 - x^5 e^x}{(e^x - 1)^2} = 0$$

由此应有 $5e^x - xe^x - 5 = 0$

求得 $x_m = 4.965$

则 $\lambda_m = \frac{hc}{kTx_m} = \frac{hc}{4.965k} \cdot \frac{1}{T}$

即 $\lambda_m T = b$

这就是维恩位移定律, 其中

$$b = \frac{hc}{4.965k} = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

§ 16-2 光电效应 爱因斯坦的光量子论

一、光电效应的实验规律

1887年, 赫兹在用实验证实麦克斯韦电磁波理论时观察到, 当紫外线照射到金属表面上, 能使金属发射带电粒子。这种带电粒子后来被证明是电子。通常, 我们把金属及其化合

物在电磁辐射下发射电子的现象称为光电效应,把所发射的电子称为光电子。

研究光电效应基本规律的实验装置略如图 16-4 所示。S 为真空玻璃容器,器内装有阴极 K 和阳极 A。A、K 两极分别与电流计 G、伏特计 V 及电池组 B 连接。当用单色光照射阴极 K 时,阴极上会有光电子逸出,它们在加速电场作用下飞向阳极形成线路中的电流 I ,称为光电流。其强弱可由电流计读出。

光电效应的实验规律可以归纳如下:

1. 饱和光电流强度 I_s 与入射光强成正比。

以一定强度的单色光照射阴极 K 时,随着加速电势差 $U = U_A - U_K$ 的增大,光电流 I 也增大并逐渐趋于饱和电流强度 I_s 。而且饱和电流强度 I_s 与入射光强成正比。可测得如图 16-5(a) 的伏安特性曲线。

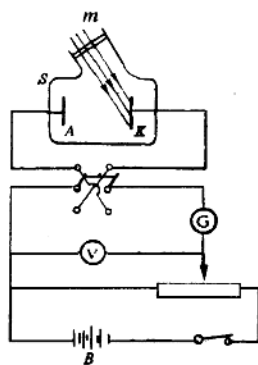


图 16-4 真空中光电效应实验装置图

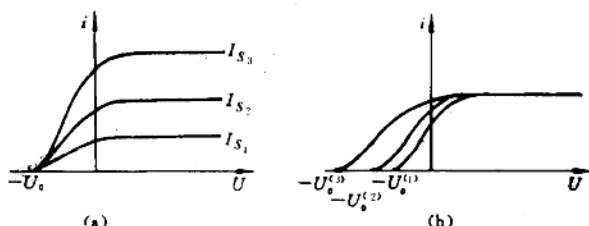


图 16-5 光电效应实验结果

这一实验结果可解释为,光电流 I 的大小反映了飞到 A 极上电子数的多少。当光电流达到饱和时,说明阴极 K 上逸出的光电子全部飞到阳极 A 上,

$$I_s = ne \quad (16.12)$$

其中 n 为单位时间 K 极所释出的电子数, e 为电子电量绝对值。所以,上述实验结果也可以表达为:单位时间内,受光照射的电极上释出的电子数和入射光的强度成正比。

2. 光电子的最大初动能随入射光频率的增加而增加,与入射光强无关。

由图 16-5(b) 可见,两极间加速电压为零时,光电流并不为零;只有当两极间加了反向电压 $U = -U_0 < 0$ 时,光电流才为零, U_0 称为截止电压。由此可见,从阴极 K 逸出的光电子具有初动能。当 U 为负值时,电子由 K 极到 A 极的运动方向与电场力方向相反。如果反向电压足够大以致等于 $-U_0$ 时,那些具有最大初动能的光电子,也必须将其动能全部用于克服外电场力作功而无法到达 A 极,此时光电流才为零。设 $mv_m^2/2$ 为光电子最大初动能,则有

$$eU_0 = \frac{1}{2}mv_m^2 \quad (16.13)$$

由图 16-5(a) 可见,光电子的最大初动能与入射光强无关。

实验表明:截止电压与入射光频率之间具有线性关系,可表示如下:

$$U_0 = a\nu - \varphi \quad (16.14)$$

式中 a 与 φ 都是正数。 a 为与阴极金属材料性质无关的普适常量, φ 是由阴极金属材料性质

决定的量。将上式代入式(16.13)可得

$$\frac{1}{2}mv_m^2 = eav - e\varphi \quad (16.15)$$

由此可见,光电子的最大初动能随入射光频率的增加而线性增加。

3. 对一种给定的材料,存在一个截止频率 ν_0 ,低于此截止频率时,不管入射光的强度有多大,均不会产生光电效应。

$$\text{令} \quad \varphi = a\nu_0,$$

则式(16.15)可以写成

$$\frac{1}{2}mv_m^2 = ea(\nu - \nu_0) \quad (16.16)$$

因为动能 $mv_m^2/2$ 必须是正值,可见要使受光照物体释出电子,入射光的频率必须满足 $\nu \geq \nu_0$ 的条件。 $\nu_0 = \varphi/a$ 称为此种材料的截止频率或红限。

4. 光电效应是瞬时发生的

实验表明:只要入射光频率 $\nu > \nu_0$,则电流几乎是与光照同时开始的,即使光强很弱也是如此。观测到光电子的时刻,对入射光照到表面的时刻的延迟约为 10^{-9} s,与强度无关。

表 16.1 金属的逸出功和红限

金属	逸出功 Φ/eV	截止频率和波长		波段
		$\nu_0/(10^{14}\text{Hz})$	λ_0/nm	
铯 Cs	1.94	4.69	639	红
铷 Rb	2.13	5.15	582	黄
钾 K	2.25	5.44	551	绿
钠 Na	2.29	5.53	541	绿
钙 Ca	3.20	7.73	387	近紫外
铍 Be	3.90	9.40	319	近紫外
汞 Hg	4.53	10.95	273	近紫外
金 Au	4.80	11.60	258	远紫外

二、经典物理学的困难

上述光电效应的实验规律和光的经典电磁理论的基本概念有着深刻的矛盾。按照光的经典电磁理论,入射光波的能量只与光的强度有关,在光的照射下,金属中的电子受到入射光 E 振动的作用而进行受迫振动,这样将从入射光中吸收能量,从而逸出金属表面。逸出时的动能(即光电子的初动能)应决定于光振动的振幅,也就是决定于光的强度。因此依光的经典电磁波理论,光电子的初动能应随入射光的强度增加。但实验结果并非如此,所以,光的波动说不能够解释实验规律1、2。

根据波动说,如果光强足够供应从金属释出电子所需能量,则光电效应对任何频率的光应该都会发生。而实验却说明对每一种金属都存在一个特定的截止频率 ν_0 。所以,光的波动学说不能解释实验规律3。

根据光的波动说,金属中的电子从入射光波中吸收能量时,必须要积累到一定的量值(至少等于逸出功),才会释出电子。显然入射光越弱,能量积累时间(从而延迟时间)就应该越长。但实验表明,只要有 $\nu > \nu_0$ 存在,则光电效应就是瞬时的,与入射光强无关。光的波动

学说也不能解释实验规律 4。

以上四条实验规律,4 是定量上的问题,而 1、2、3 在原则上无法用经典物理学来解释。如同黑体辐射问题一样,经典物理学在解释光电效应现象上又一次遇到了无法克服的困难。

三、爱因斯坦的光量子论

在普朗克用能量子假说从理论上圆满解释了黑体辐射规律后,爱因斯坦首先注意到它有可能解决经典物理学所遇到的其它困难。1905 年,爱因斯坦提出了光量子的概念,并且用它成功地解释了光电效应的实验事实。

爱因斯坦认为:光不仅象普朗克已指出过的,在发射或吸收过程中具有粒子性,而且在空间传播时也具有粒子性,即一束光是一粒一粒以光速 c 运动的粒子流。每一个粒子携带的能量为

$$E = h\nu \quad (16.17)$$

式中 h 是普朗克常量, ν 为频率。这些光粒子称为光量子,也称为光子。由于光子以速度 $v=c$ 运动,为使其运动质量有意义,必须假定光子的“静止”质量为零。再根据相对论的能量动量关系 $p=E/c$,可见光子的动量 p 与辐射波长 $\lambda=c/\nu$ 有如下关系:

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (16.18)$$

通常把(16.17)和(16.18)两式称为普朗克-爱因斯坦关系式。

采用了光量子概念后,光电效应的实验规律立刻得到了合理的解释。当光照射到金属表面时,一个光子的能量可以立即被一个电子所吸收,不需要积累能量的时间。说明了光电效应的瞬时性。但是,只有当入射光的频率足够高,以致每个电子的能量足够大时,电子才有可能克服逸出功 Φ 而逸出金属表面。根据能量守恒与转换定律,所逸出电子的最大初动能应

$$\frac{1}{2}mv_m^2 = h\nu - \Phi \quad (16.19)$$

这个方程称为爱因斯坦光电效应方程。由此可见,当 $\nu < \nu_0 = \Phi/h$ 时,电子能量不足以克服金属表面的吸引力而从金属中逸出。这就解释了红限的存在。由式(16.19)还可看出,光电子的最大初动能仅依赖于入射光的频率即单个光子的能量,而不依赖于照射光的强度。入射光强取决于单位时间通过垂直于传播方向的单位面积的光子数,而光子数只影响光电子数的多少从而影响饱和电流 I_s 的大小。至此,光电效应的实验规律得到圆满解释。

光电效应可以用来实现光信号与电信号之间的相互转换,应用于电影、电视及其它现代通讯技术,是制造光电元器件的理论基础。在自动控制和自动计数等方面也有极广泛的用途。此外,对光电效应所产生的光电子的能量分布谱——光电子谱进行分析,已经成为表面分析的有效手段。

四、康普顿散射

1923 年康普顿(A. H. Compton)发现,当伦琴射线被物质散射时,散射光的波长比入射光的波长变长。他测量了波长移动的大小,并且用光量子假说对此作出了解释。

从经典物理的观点看来,当电磁波通过物体时,物体内的带电粒子将作受迫振动。每个振动的带电粒子向四周辐射的电磁波就成为散射光。从波动学观点来看,带电粒子受迫振动频率应等于入射光频率。所以散射光的频率(或波长)应等于入射光的频率(或波长)。但康普顿和其同事所作的精确测量表明,在被散射的伦琴射线中,除了波长不变的散射光外,还有波长较大的散射光出现。这种改变波长的散射称为康普顿效应。

康普顿实验装置如图 16-6 所示。由光阑出来一束单色伦琴射线被轻原子的物质(石墨、

石蜡等)所散射。被散射的光进入检测器后进行研究。

由观测得出:①在原子量小的物质中,康普顿散射较强;在原子量大的物质中,康普顿散射较弱;②波长的改变量仅与散射角 θ 有关,而与入射伦琴射线的波长及散射物质无关。如图 16-7 所示。

康普顿用光量子的概念成功地解释了这个现象。他假设入射光是由光子流组成,这些光子不但具有能量 $h\nu$ 而且具有动量 $h\nu/c$ 。这些光子与原来静止的自由电子之间发生弹性碰撞。在碰撞过程中能量与动量守恒。由于反冲,电子将带走一部分动量和能量,因而碰撞后亦即散射出去的光子的能量与动量都应相应减小,即散射光的频率变小而波长变长。如果光子与原子中束缚很紧的电子碰撞,光子将与整个原子之间交换能量,但原子质量远大于光子,此时光子能量不会发生显著变化,因而散射光的频率可近似认为不变。所以散射线中仍应有与入射线波长相同的射线。轻原子中电子一般束缚较弱,重原子中的电子只有外层电子束缚较弱,内层电子一般束缚较紧。所以原子量小的物质,康普顿散射较强。

康普顿散射证明了伦琴射线的粒子性,说明光子具有一定的运动质量、能量和动量,证实了普朗克-爱因斯坦关系式定量上的正确性。而且还证明了在微观的单个碰撞事件中,动量和能量守恒律仍然是成立的。

由于电子在散射后可以有很大速度,所以在能量守恒方程式中应考虑到电子的质量速度关系式 $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-u^2/c^2}}$, m_0 为电子静质量, u 为碰撞后电子所获速度。利用图 16-8 中各量,碰撞过程中的能量与动量守恒可以写成以下形式:

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2, \quad (16.20)$$

$$\frac{h\nu_0}{c}K_0 = \frac{h\nu}{c}K + mu. \quad (16.21)$$

式中 K_0 和 K 为光子运动方向的单位矢量。利用余弦定理,式(16.21)可改写为

$$(mu)^2 = \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h\nu_0}{c}\right)\left(\frac{h\nu}{c}\right)\cos\theta$$

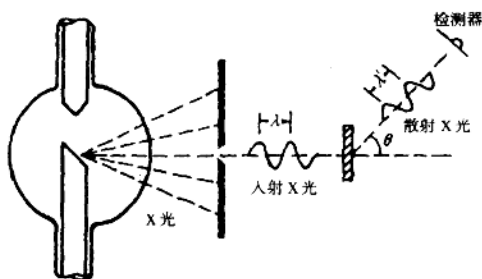


图 16-6 康普顿散射实验

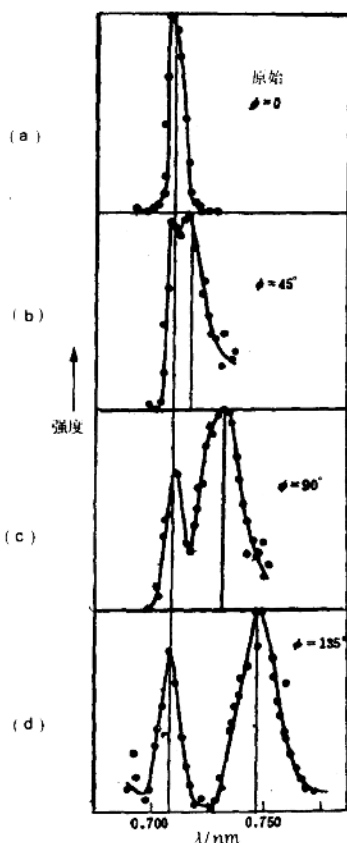


图 16-7 石墨的康普顿效应

$$\text{或} \quad m^2 u^2 c^2 = h^2 \nu_0^2 + h^2 \nu^2 - 2h^2 \nu_0 \nu \cos \theta \quad (16.22)$$

将式(16.20)改写为

$$mc^2 = h(\nu_0 - \nu) + m_0 c^2,$$

对该等式两边取平方后减去式(16.22),可得

$$m^2 c^4 \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right) = m_0^2 c^4 - 2h^2 \nu_0 \nu (1 - \cos \theta) + 2m_0 c^2 h(\nu_0 - \nu)$$

$$(16.23)$$

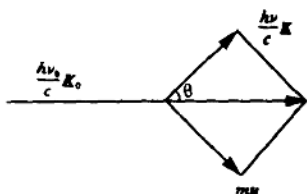


图 16-8 光子与静止电子碰撞

但 $m^2(1 - \frac{u^2}{c^2}) = m_0^2$, 所以上式化为

$$m_0 c^2 (\nu_0 - \nu) = h \nu_0 \nu (1 - \cos \theta)$$

再利用 $\nu_0 = c/\lambda_0, \nu = c/\lambda$, 由上式可得

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) = \lambda_c (1 - \cos \theta) = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (16.24)$$

式中 $\lambda_c = h/m_0 c = 0.002426 \text{ nm}$

称为电子的康普顿波长。

式(16.24)表明, 散射光波长改变量 $\Delta\lambda$ 与散射物质无关而仅取决于散射角 θ , 并且 $\Delta\lambda$ 的理论值与实验结果相符合。

五、光的波粒二象性

由于光与人类社会实践的密切联系。光学也如同力学、天文学和几何学一样, 是一门最早发展起来的学科, 但是, 对于光本性的认真探讨却是从 17 世纪才开始的。在 17 世纪下半叶, 牛顿和惠更斯几乎同时提出了光的微粒说和光的波动说。

牛顿基于光的直线传播、反射和折射等现象, 把光现象与力学中的理想刚性小球运动相类比, 提出了光的微粒学说。他认为光是按惯性定律沿直线飞行的微粒流, 是由发光物接连不断地向周围空间发射的。这种光微粒遵循刚体力学的规律。牛顿不但用微粒说证明了几何光学中的一些已知定律, 而且力图用它来证明物理光学方面的现象与规律, 如光入射到透明介质表面上的反射与透射以及牛顿环现象。

与牛顿同时代的惠更斯则提出了光的波动学说。惠更斯基于已有的光学现象, 从振动力学的角度出发, 把光现象与水波、声波相类比, 他认为光是由发光物体的振动引起的一种机械波, 依靠具有弹性的媒质“以太”来传播, 遵循着振动波动力学的规律。他提出的“惠更斯原理”可以解释光的直线传播, 反射和折射定律。但惠更斯的波动学说不完善的, 他所谓的波在今天看来只是一种脉冲, 也没有建立起波的周期性的概念。他还认为光是纵波。所以, 惠更斯的波动学并不能解释干涉、衍射、偏振等波动光学的基本事实。

在这场有关光本性的讨论中, 由于牛顿的威望和惠更斯理论本身的缺陷及相对牛顿理论的不完善, 18 世纪牛顿的微粒学说居统治地位而惠更斯的波动说不受重视。但是, 随着微粒说理论的停滞和反例的积累, 物理学家对微粒说的怀疑逐渐增大。托马斯·杨改进了惠更斯的波动理论, 引入光波“波长”概念并对之进行了测量, 提出了光波的相关性条件, 引进了“光程差”和光波“干涉”的概念, 设计了著名的双缝干涉实验, 确证了他的干涉原理。菲涅耳则用波的迭加和干涉充实了惠更斯原理, 提出了衍射理论中的惠更斯-菲涅耳原理。设计出著名的单缝衍射实验, 并且用波带理论对实验现象作出定量描述。这样, 在 19 世纪 20 年代后, 光的波动性为人们普遍所接受。尤其是 19 世纪下半叶, 经过麦克斯韦、赫兹等人的工作, 从理论和实验上证明了光是电磁横波。确立了光的电磁波理论。然而从光电效应和黑体辐