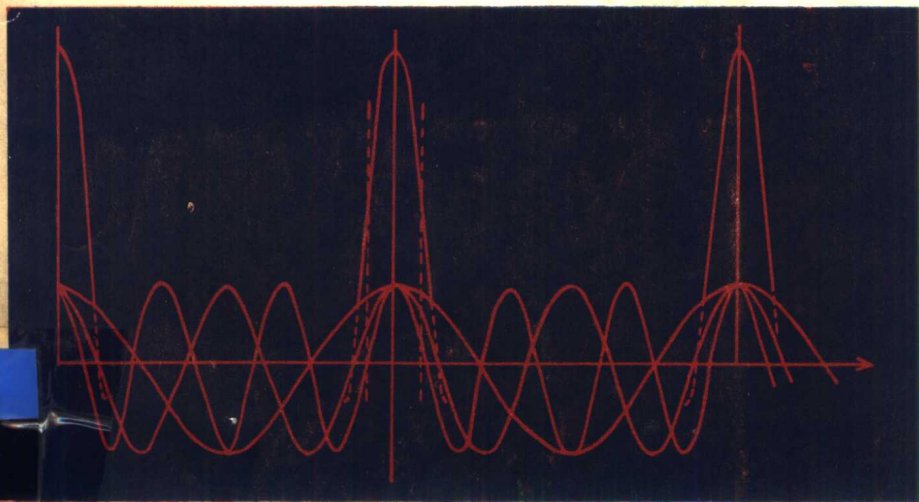


光学知识丛书

量子光学

程路 李正明 编著



科学出版社

量 子 光 学

程 路 李正明 编著

科 学 出 版 社

1 9 8 5

内 容 简 介

本书是一本中级科普读物。它用比较浅显易懂的语言和比较形象的描述阐述了光的量子观点，并就光子的性质、光子统计与图象恢复、激光以及量子光学在半导体、光化学、生物物理、视觉等领域的渗透几个方面对量子光学作了进一步的讨论和介绍。全书取材新颖，讲解生动，图文并茂，没有复杂的数学运算，即使是那些没有学过高深数学的同志，也能从本书中获得一定的量子光学的知识和得到某种乐趣。

本书可供具有高中以上文化程度的青年，大、中学校师生以及科技人员阅读和参考。

量 子 光 学

程 路 李正明 编著

责任编辑 姚平录

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街137号

中 国 科 学 院 印 刷 厂 印 刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1985年12月第一版 开本：787×1092 1/32

1985年12月第一次印刷 印张：5 1/2

印数：0001—4,200 字数：105,000

统一书号：13031·3045

本社书号：4125·13—3

定 价： 1.05 元

宏观的探索 微观的觅求

——十九世纪对必然王国的征服

茫茫宇宙，何处是尽头？渺渺原子，谁人曾窥测？

大千世界，万物生灵，繁杂纷纭，错落有致，是何种规律拨动着它们运转的齿轮？

这个古老而又新奇的命题，曾引得多少学者、哲人、仁人、志士的探求和深思。

一百年过去了，几个世纪过去了。人们从刀耕火种，直到有了机器，有了电。随着生产力的发展，科学在逐步地、间或飞跃地发展着。

历史是不能割裂、也不会被割裂的。新的成就的脉管中流动着旧成就的血液，旧成就之中孕育着新成就的胚芽。

任何发明创造，无不有着深刻的生产和社会背景。量子光学亦不例外。假如没有牛顿光的微粒说的破产和惠更斯光的波动说的振兴，那么就不会有爱因斯坦的量子光学。然而，仅有微粒说和波动说是不够的。它们只不过是导致量子光学诞生的小背景，其大背景则是整个物理学乃至物理学以外其他学科的发展。值得着重提及的，是十九世纪的科学发 展状况。它是二十世纪开创量子力学的基础和出发点。

在十九世纪里，人们摒弃了热学中的“热质”说，以分子运动论取而代之；

在十九世纪里，人们送走了电学中的“单流”说或“双流”说，建立起新的电磁理论；

在十九世纪里，人们打破了化学中对所谓“燃素”的迷信，确立了质量守恒定律；

在十九世纪里，人们推翻了光的微粒说统治的王朝，使光的波动说正式登上了历史舞台。尽管十七世纪“以太”的阴影在这个世纪中尚未消失，然而，光作为电磁波家族中一员的地位，事实上得到了承认；

在十九世纪里，人们还将“能”这个以往广为人知的概念，引入物理领域，并提出了著名的能量守恒定律。

在这个世纪中，人们更加注重实验以及它与理论的关系；同时，瞩目于物理以外的其他姊妹学科（尤其是化学），从中借鉴和汲取一切有益的东西。

总之，十九世纪是物理学奇迹般前进的世纪。这一百年间，对前一世纪许多最重要的观念作了重大修正或否定，而对其中正确的观念，作了进一步发展。伴随着所取得的科学成就，涌现出一大批有才华的、卓越的科学家。如麦克斯韦、奥斯特、法拉第、赫兹、伦琴、亥姆霍兹、卡诺、托马斯·杨、菲涅耳、迈克尔逊、夫琅和费、基尔霍夫……。

科学是无止境的。一个必然王国被征服之后，还有新的必然王国在前头。十九世纪留下的必然王国之一，仍是上几个世纪的古老课题——光的本性究竟是什么？

《光学知识丛书》编委会

●
主 编 张 志 三
副主编 沈 寿 春
编 委 刘 颂 豪 母 国 光 林 钧 挺 郭 履 容
 廖 家 鼎 薛 鸣 球 刘 振 堂 杜 春 耕
 黄 高 年

目 录

宏观的探索 微观的觅求	
——十九世纪对必然王国的征服	1
第一章 “紫外灾”和普朗克假说	1
1.1 “完璧无瑕”的电磁理论	1
1.2 黑体辐射	2
1.3 “紫外灾”	7
1.4 普朗克的量子假设	13
第二章 光子的出世	21
2.1 是谁击出了电子?	21
2.2 爱因斯坦的历史功绩	24
2.3 弱光下洞察光子起伏	27
2.4 光子也有质量和动量	30
2.5 光子散射时“颜色”变了	37
第三章 波粒二象性	40
3.1 微粒—波动—光子	40
3.2 德布罗意波	43
3.3 电子果然也有波动性	44
3.4 几率波	47
3.5 机枪、水波与光子枪	52
3.6 从传统观念的框框中摆脱出来	58
3.7 几率世界	61
第四章 不确定原则	65

4.1	光子的位置和“飞行”方向	65
4.2	从态的叠加看不确定原则	70
4.3	时间和能量	73
4.4	这样的永动机错在哪里?	81
第五章	光子统计与图象恢复	86
5.1	从光子观点看图象	86
5.2	噪声——图象恢复的障碍	91
5.3	玻色统计	95
5.4	图象的最佳恢复	100
第六章	激光	106
6.1	从微波激光器到光激光器	106
6.2	原子的能量阶梯	107
6.3	能量阶梯的上上下下	109
6.4	让高阶的粒子更多些!	114
6.5	两层阶梯的困难	115
6.6	刺激原子的光子来自何方?	118
6.7	激光的特点	120
6.8	激光的波粒二象性	124
第七章	量子光学对各领域的渗透	132
7.1	半导体与光子	132
7.2	固体发光	142
7.3	非线性光学中的一些现象	146
7.4	光子与化学	152
7.5	光子与生物	161
故枝新芽 推陈出新		
	——代结束语	167

第一章 “紫外灾”和 普朗克假说

在科学思想的探索中产生科学的假设——这是科学的先遣的侦察兵。

——巴甫洛夫

1.1 “完璧无瑕”的电磁理论

十九世纪，自然科学取得了许多值得骄傲的成就，其中关于电磁场的研究成果，与光学的关系最为密切。麦克斯韦 (Maxwell, 1831—1879) 在前人研究的基础上，于七十年代把电磁现象的规律总结为一组方程(麦氏方程)。此后不久，物理学家们又从多方面证明了，光乃是电磁波大家族中的一员。眼睛看到的光，其实就是频率介于 4.3×10^{14} 周/秒到 7.5×10^{14} 周/秒的电磁波。于是光与电磁现象统一起来了。

在当时，人们已经知道的一切电磁现象无不包罗在这组麦氏方程之中——

你要讨论静电作用吗？只要在方程中令电荷的速度为零就行了；

你要研究电荷在导体中的传输吗？那么你把导体材料的导电率 σ 代入方程，并将边界条件用于导体表面即可；

当你由麦氏方程解出的电磁波的频率略低于 4.3×10^{14} 周/秒时,就得到红外光,频率略高于 7.5×10^{14} 周/秒时,就得到紫外光;

把空气和玻璃分界面上的边界条件以及二者的介电常数用到麦氏方程中去,便可解出光在玻璃表面上的反射和折射;

…….

看来,在解决光和电磁问题时,麦氏方程似乎是“完璧无瑕”的了. 1900年,著名的英国科学家开尔文在一篇瞻望二十世纪物理学文章中所说的话——“在已经基本建成的科学大厦中,后辈物理学家只要做一些零碎的修补工作就行了”——好像尤其指包括光现象在内的电磁学这个领域似的.

但是,随着生产技术和科学实验的深入,潜在着的矛盾也即将暴露出来. 正如开尔文接下去所说的那样:“在物理晴朗天空的远处,还有两朵小小的令人不安的乌云.”这两朵乌云中的一朵,就是物理学家们在研究黑体辐射时遇到的“紫外灾难”. 开尔文可能也没想到,正是这一小朵乌云,不久就发展成为物理学中一场革命的风暴,量子理论由此而诞生了.^①

1.2 黑体辐射

我们常说:“有一份热,发一份光.”可见,光和热有

^① 另一朵乌云是关于光速不随参照系而变的迈克尔逊-莫雷实验,它导致了相对论的发现,其意义决不亚于量子理论.

着不解之缘。当物体的温度升高时，会向四周放射热量，这叫做热辐射或温度辐射。随着该物体温度的升高，它的颜色先是暗红，渐渐变为橙红，直到白炽耀眼。温度再高时，甚至会显得略带蓝色。所谓“炉火纯青”，就指的这种情况。

像日光灯这样的光源，温度并不高也能发出白光。但它是靠辉光放电和荧光效应而发光的，不属于温度辐射。以后(第六章)将要讲到的激光器，其发光机制亦不属于温度辐射，而是受激发射。

上面提到的紫外灾难，却是由温度辐射引起的。

在常温下，物体的温度辐射是很微弱的。我们之所以看见它，是因为它反射了来自太阳或其它光源的光。然而，一般物体又不能把射在它上面的光全部都反射出来，而要吸收一部分。并且对于不同频率的光，吸收的比例也不一样。我们知道，光的频率(或波长)是与颜色相对应的。于是各种物体呈现着千差万别的颜色：一块砖头呈浅红色，是因为它对红、橙光吸收得少，而对其它光吸收得多；树叶是绿的，因为它主要反射绿光而吸收其它的光。所谓“黑”的物体，就是它对一切光都吸收得比较厉害；所谓“白”的物体，则对一切光都吸收甚少。

物理学家是喜欢从千差万别中找出共性的。基尔霍夫(Kirchhoff, 1832—1887)指出这样一条规律：一个物体若对某一波长的光吸收得比较厉害，则它作热辐射时也较多地发出这一波长的光。确切地说，就是在一定的温度 T 下，物体对

波长 λ 的光的吸收率^① a_λ 与该物体辐射出的该波长的光能 e_λ 成正比,且此比例系数对一切物体都一样,即

$$\frac{e_\lambda}{a_\lambda} = f(\lambda, T) \quad (1.1)$$

只是波长 λ 和温度 T 的函数,而与物体的性质无关.这就是基尔霍夫定律.这个定律可以从逻辑上论证如下.所谓一定温度,是指处于热平衡之下而言的.就是说,若干物体构成一个封闭体系,它们既不向体系以外辐射,也不接收外界向它们的辐射,只是它们相互之间以辐射的方式交换能量.例如图 1.1 中的三个物体 A, B, C 就构成这样的体系.其中物体 A

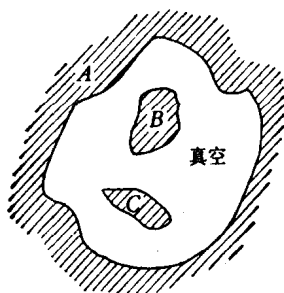


图 1.1

内部开了一个空腔(不这样便无法保证体系不向外辐射),腔内为真空,物体 B, C 处于腔内.这三个物体即令起初温度不一样,由于温度较高者必然向外辐射的热能多而吸收的热能少,所以待至足够长时间之后,它们的温度就趋于相等,即达到了热平衡.

^① 吸收率是指当光射在物体上时,物体吸收的光能量占入射光能的比例数.

我们用反证法来证明基尔霍夫定律。假定定律不成立，就是说物体可以对某一波长 λ_1 (譬如红光) 吸收得多而辐射得少，而对于另一波长 λ_2 (绿光) 吸收得少而辐射得多。那么，假若三个物体都是如此，则在腔内这部分空间里的红光光波不久就被吸收怠光，而绿光光波则无止境地增加，即能量密度要趋向无穷大，这是不可能的。

式 (1.1) 中比值 e_λ/a_λ 与物体的性质无关，然而其中 a_λ 本身却是随物体而异的，并且对于同一物体，又随 λ 而变。于是人们自然对这样一个问题感到兴趣：假若有一种物体，它对于所有波长的吸收率都等于 1，来考察它发出各个波长的光功率的本领 e_λ [即 $f(\lambda, T)$] 有什么规律。

这样的理想物体叫做绝对黑体，它能够百分之百地吸收射在它上面的任何波长的光。

为了进行实验测量，拿什么物体作为绝对黑体呢？最“黑”的煤炭对一切波长的电磁波吸收率也不过 90%；对某些波长虽然可达 99%，但这与 100% 仍有一定差距。

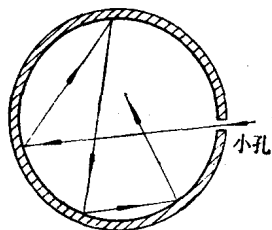


图 1.2

1889年，在柏林国立技术物理研究所工作的25岁青年维

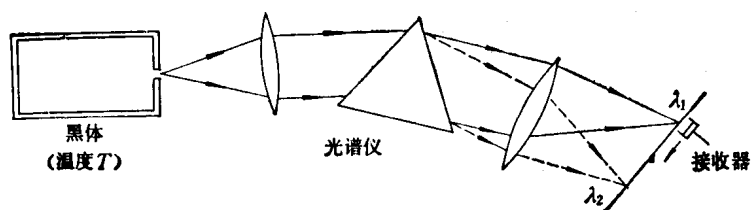


图 1.3

恩 (Wien), 在仔细研究了热辐射现象之后, 设计出了这种理想的“黑体”。它是一个空腔的球壳, 上面只开一个小小的孔 (图 1.2)。腔的内壁再用较黑的材料涂成漫射表面。这样, 外界的光线从小孔射入空腔之后, 就在内壁上来回地反射, 而很少有机会从小孔逸出。假若每反射一次都被吸收 90%, 而只反射出 10%, 那么如果经过十次反射, 则其强度就只剩下 $0.1^{10} = 10^{-10}$ 了, 这时即令逸出, 也少得可怜。就是说, 开一小孔的空腔这样的物体, 它对一切波长的光的吸收率很容易达到 99.99%, 即极接近于绝对黑体。

当然, 空腔的形状不必一定是球壳, 任何形状都可以。

有了这样理想的黑体模型之后, 就可以测定黑体辐射的光谱分布 e_λ 了。图 1.3 是测试装置示意图。将腔壳加热到某一温度 T , 把从小孔射出来的光用光谱仪按不同波长 λ 分开, 再用接收器测量各个波长的强度。对于不同的温度, 测得的 e_λ 曲线如图 1.4 所示。

这些曲线的特点是, 无论温度 T 为何值, 每条曲线都有一个高峰。当波长从零增加时, 起初曲线上升甚快; 过了高峰之后, 就较缓慢地下降, 直至逐渐趋近于零。

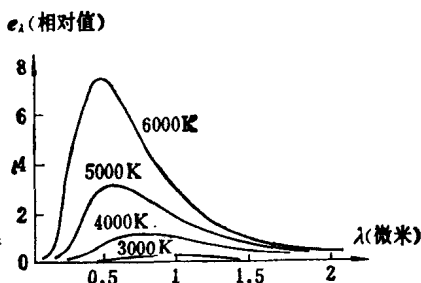


图 1.4

由于黑体辐射涉及到辐射场和热力学的许多基本问题，所以这些实验曲线引起了物理学家们的极大兴趣，许多人在寻求如何从理论上解释这种曲线。

1.3 “紫外灾”

瑞利 (Rayleigh, 1842—1919) 和琼斯 (Jeans, 1877—1946) 从波动观点出发，并借用了统计物理学中自由度的概念，对于黑体辐射作了推导。他们把空腔内的辐射场当做一个电磁波体系。由于是处在一定温度的稳定状态，所以这些电磁波都应是驻波。这正如两端栓在墙上的绳子，只有当绳子作驻波式的运动时波形才是稳定的。然后他们把空腔分为许多小的正方体，研究正方体中的驻波。

设正方体边长为 a (图 1.5)。为了形成驻波，波长就不能任意取值。比如，沿 X 方向传播的波其波长 λ_x 之半必须能整除 a ，就是说

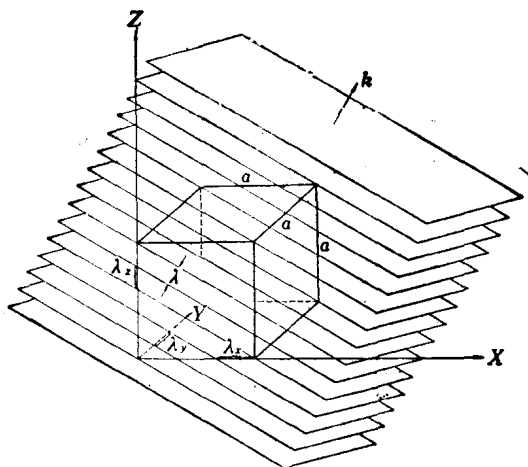


图 1.5

$$\frac{2a}{\lambda_x} = l,$$

其中 l 为整数。对于 Y, Z 方向也一样。即

$$\frac{2a}{\lambda_x} = l, \quad \frac{2a}{\lambda_y} = m, \quad \frac{2a}{\lambda_z} = n. \quad (1.2)$$

其中 l, m, n 皆为整数。进而推知，对于一般方向上的波，其波长 λ 也不能随便取值，而是要求相邻波面在 X, Y, Z 轴上的截距都整除 a 。就是说，若仍以 $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ 表这些截距，则它们仍须满足 (1.2) 式。图 1.5 中所画的沿 k 方向传播的波，三个截距为 $\lambda_x = a/3, \lambda_y = a/4, \lambda_z = a/5$ 。从统计物理出发，瑞利和琼斯认为每个允许的波就是一个自由度，腔内辐射场的全部能量则按自由度均分。由于在温度 T 下分子作

无规运动时每个自由度上的平均能量为 $\frac{1}{2} kT$ ①, 所以现在辐射场的每个自由度上的能量亦应为 $\frac{1}{2} kT$. 于是问题化为对于自由度数目分布情况的研究. 由于电磁波的波长 λ 与频率 ν 有如下关系:

$$\nu\lambda = c, \quad (1.3)$$

其中 c 为光速, 所以讨论黑体辐射按 λ 的分布与讨论其按 ν 的分布都是可以的. 我们来讨论按 ν 的分布, 就是说, 在频率 ν 到 $\nu + \Delta\nu$ 之间有多少个自由度.

设传播方向 \mathbf{k} 与 X, Y, Z 轴的夹角分别为 α, β, γ , 则由图 1.5 可以看出: ②

$$\lambda_x = \frac{\lambda}{\cos \alpha}, \quad \lambda_y = \frac{\lambda}{\cos \beta}, \quad \lambda_z = \frac{\lambda}{\cos \gamma}. \quad (1.4)$$

令

$$\nu_x = \frac{c}{\lambda_x}, \quad \nu_y = \frac{c}{\lambda_y}, \quad \nu_z = \frac{c}{\lambda_z}, \quad (1.5)$$

则由 (1.2) 式可知, 对于被允许的波有

$$\nu_x = \frac{c}{2a} l, \quad \nu_y = \frac{c}{2a} m, \quad \nu_z = \frac{c}{2a} n.$$

从 (1.3)、(1.4) 和 (1.5) 式又可得出

$$\nu_x = \nu \cos \alpha, \quad \nu_y = \nu \cos \beta, \quad \nu_z = \nu \cos \gamma,$$

① 其中 k 为玻耳兹曼常数, $k = 1.38 \times 10^{-16}$ 尔格/度.

② 注意, λ_x 不是 λ 在 X 轴上的分量, 而是相反, λ_x 在 \mathbf{k} 方向上的投影为 λ . λ_y 和 λ_z 同理.