

量子物理学

(原子、原子核、粒子 分子)

张永恩 编

山东大学物理系

量子物理学

(原子、原子核、粒子、分子)

张永恩 编

162

序 言

本讲义是根据教育部制定的《原子物理教学大纲》编写的，也是按照编者长期讲授原子物理课所用的讲稿，进行整理、补充而成的。可作综合性大学和师范院校的试用教材，也可作师范专科学校的教学参考书。从讲义所包含的内容看，使用《原子物理学》这个名称，显然是不恰当的。如果使用《原子和原子核物理学》的名称，虽然进了一步，但仍感不足，因为讲义中尚包含粒子和分子的内容。

目前，一些教材多是从玻尔—索末菲理论(称旧量子论)讲起，接着历史的顺序编写。这样做的优点是：(1)符合科学发展的进程，因而也就适合人们的一般认识规律，使学生不但学到了学科本身，而且又了解到本学科的发展史。(2)尽管旧量子论有不可克服的局限性，但毕竟起了承前启后的作用，所以从旧量子论讲起，学生易于接受。这样编写教材的缺点是：(1)科学发展得很快，要讲的内容很多，况且任何一门学科的发展都不是直线的，而是走过曲折的道路。若按历史的顺序编写，必然会使一些内容前后重复，使人感到支离破碎。(2)旧量子论中，特别是索末菲理论引入的量子化条件是没有多大说服力的。旧量子论建立的轨道概念，特别是椭圆轨道的概念，会给同学以深刻的印象。但在量子力学中又要予以纠正，这就使人有“早知如今，何必当初”之感。再者，旧量子论的一些内容既烦琐，又没有多大的实用价值。

鉴于以上的考虑，本讲义虽适当的照顾了本学科的历史

发展,但没有按历史的程序编写。另一方面,既没有采取原子物理与量子力学打通的办法,也没有过多地引进量子力学章节,以免冲淡原子物理的内容。而是从比较简单的薛定谔理论开始,把经典及旧量子论的内容做了适当地压缩。例如,只简单地介绍玻尔园轨道理论,这样即建立了原子的直观模型,又不致使学生产生太深刻的轨道印象,以免难以纠正。这种安排,只要讲解得当,学生还是容易接受的。

正是由于上述理由,本讲义拟用《量子物理学》的名称(暂定),似乎更恰当些。量子物理学,本应包含原子,原子核,粒子,分子,固体和量子统计等部分,但因后两部分内容还单有固体物理和统计物理两门后继课,所以没有把这两部分包含在本讲义内。此外,既然命名为《量子物理学》,就不能不包含量子物理的鼻祖——普朗克假定。因此,把黑体辐射和普朗克假定列为第一章,作为引子。由于这一部分内容,同学们已熟悉,所以教学时,可以不讲。也正是由于这个原因,在第一章中,没有编入思考题和习题。

考虑到原子物理学的新发展,讲义中编入了卢瑟福背散射,现代光谱学等新的技术和研究手段。

本讲义承余寿绵教授审阅了第三、四、五、九章的部分内容,王承瑞教授审阅了第六,七,八章的内容,段联丰副教授审阅了第一章内容,梅良模副教授审阅了第十章内容。此外,李仲益副教授,谢去病副教授,张兆林讲师,都对讲义提出了不少宝贵意见,张兆林还参加了校对工作。在此,对他们表示衷心的感谢。

由于编者学识有限,加之印刷时间紧迫,漏误之处在所难免,真诚地希望专家和读者指正,以备修改。

编者1983.3.8

《量子物理学》目录

*第一章 热辐射和普朗克假定

- §1~1 黑体辐射…………… (1)
- §1~2 普朗克对黑体辐射问题的独特见解…………… (5)
- §1~3 普朗克假定和普朗克公式…………… (10)

第二章 原子结构和玻尔理论

- §2~1 原子结构的两种模型…………… (15)
- §2~2 卢瑟福散射公式…………… (18)
- §2~3 卢瑟福理论的实验验证…………… (24)
- *§2~4 卢瑟福背散射理论及其应用…………… (31)
- §2~5 氢原子光谱的实验规律…………… (40)
- §2~6 氢原子的玻尔理论…………… (43)
- §2~7 原子核运动对光谱的影响…………… (54)
- *§2~8 类氢离子和类氢原子…………… (61)
- §2~9 原子分立能级的实验验证…………… (64)
- §2~10 对应原理和玻尔理论的局限性…………… (71)
- 思考题和习题…………… (75)

第三章 微观粒子的薛定谔理论

- *§3~1 几个有关的相对论公式…………… (78)
- §3~2 波的粒子性 (光电、康普顿、电子对、引力红移等效应)…………… (80)
- §3~3 粒子的波动性…………… (101)
- §3~4 测不准原理…………… (110)
- §3~5 波函数的统计解释…………… (118)

§3~6	与时间有关的薛定谔方程	(125)
§3~7	定态薛定谔方程	(129)
§3~8	粒子在盒子中的运动	(131)
§3~9	一维线性谐振子	(135)
	思考题和习题	(146)

第四章 氢原子的量子理论

§4~1	氢原子的薛定谔方程	(150)
§4~2	氢原子的能级和波函数	(155)
§4~3	量子数的物理意义	(166)
§4~4	电子在核周围的几率分布	(177)
*§4~5	原子的辐射频率	(184)
*§4~6	原子的激发和辐射	(187)
§4~7	选择定则	(194)
§4~8	电子的自旋和总角动量	(195)
§4~9	原子的磁矩和空间量子化的实验验证	(204)
§4~10	氢原子光谱的精细结构	(213)
	思考题和习题	(219)

第五章 多电子原子的光谱和结构

(I)	标志 X 射线谱与原子结构	(223)
§5~1	全同粒子的波函数	(223)
§5~2	不相容原理和电子组态	(227)
§5~3	交换力与氦原子	(235)
*§5~4	哈特里理论	(244)
§5~5	X 射线谱与原子的内层结构	(247)
§5~6	多电子原子的基态和周期表	(258)
(II)	光学光谱与原子结构	(272)
§5~7	一个光学电子的原子光谱	(272)

§5~8	两个光学电子的原子态·····	(279)
§5~9	塞曼效应·····	(292)
*§5~10	激光原理·····	(305)
* (II) 现代光谱学		
§5~11	激光光谱学·····	(310)
§5~12	束箔光谱学·····	(319)
	思考题和习题·····	(324)

第六章 原子核的性质和结构

§6~1	原子核的电荷、质量和大小·····	(329)
§6~2	稳定核和原子核的能量·····	(334)
§6~3	原子核的角动量、磁矩和电四极矩·····	(343)
§6~4	原子核的宇称和统计性·····	(351)
§6~5	核力·····	(354)
*§6~6	氦核·····	(360)
§6~7	液滴模型·····	(366)
§6~8	壳层模型·····	(373)
*§6~9	集体运动模型·····	(386)
	思考题和习题·····	(391)

第七章 不稳定核的衰变

*§7~1	放射系·····	(394)
§7~2	衰变定律·····	(398)
§7~3	核能级与 γ 衰变·····	(404)
*§7~4	穆斯鲍尔效应·····	(407)
§7~5	势垒的穿透·····	(410)
§7~6	α 衰变·····	(416)
§7~7	β 衰变·····	(424)
§7~8	β 衰变中的宇称不守恒问题·····	(437)

§7~9 放射性同位素的几点应用.....	(441)
思考题和习题.....	(445)

第八章 原子核的反应

§8~1 核反应的能量.....	(449)
§8~2 反应截面和反应速率.....	(455)
§8~3 核反应的机理.....	(461)
§8~4 裂变反应.....	(469)
*§8~5 原子反应堆.....	(476)
§8~5 聚变反应.....	(480)
思考题和习题.....	(484)

第九章 粒子

§6~1 μ 介子和 π 介子.....	(488)
§9~2 K 介子和超子.....	(495)
§9~3 同位旋.....	(504)
§9~4 奇异性.....	(509)
§9~5 粒子的分类.....	(515)
§9~6 基本相互作用和守恒定律.....	(518)
§9~7 共振态.....	(529)
§9~8 粒子的结构模型.....	(532)
思考题和习题.....	(546)

第十章 分子

*§10~1 分子的薛定谔方程.....	(551)
§10~2 分子的转动能级和转动光谱.....	(556)
§10~3 分子的振动能级和振动光谱.....	(564)
§10~4 双原子分子的振动—转动光谱带.....	(572)
§10~5 双原子分子的电子态.....	(575)
§10~6 双原子分子的电子跃迁.....	(580)

*§10~7	拉曼效应	(587)
*§10~8	分子的化学键	(592)
*§10~9	双原子分子的轨道理论	(597)
	思考题和习题	(606)
附录 I	有关物理常数和单位变换	(608)
附录 II	参考书目	(610)
附录 III	部分习题答案	(611)
附录 IV	原子质量表	(615)

注：符号“*”表示的章节可以不讲。

第一章 热辐射与普朗克假定

在1900年12月14日的德国物理学会会议上,普朗克(*Max planck*)宣读了题为《一般光谱的能量分布律理论》的论文。在这篇论文中,他给出了一个普适常数 h ,后人称为普朗克常数。这篇最初未引人注意的论文,却开始了物理学的一次重大的革命:开始了从经典物理向量子物理的转变。尽管在这四分之一世纪之后,薛定谔等人才建立了描述微观体系的量子力学,但这一天仍可以说是量子物理学的诞辰。

我们知道,由于引入一个普适的常数 c (光速),把物理定律的适用范围从牛顿力学扩展到相对论力学。与此类似,由于引入了普朗克常数 h ,一些物理定律的适用范围从宏观体系扩展到微观体系。因此可以说,光速 c 是相对论的表征常数;而普朗克常数 h 则是量子物理的表征常数。

在这一章里,我们首先讨论热辐射的性质,进而介绍黑体辐射的普朗克理论,最后引入普朗克假定。从而为以后要讨论的原子、原子核、粒子和分子等的量子理论奠定基础。

§1—1 黑体辐射

由于物体向外发出的辐射与它的温度有关,所以这种辐射称为热辐射。所有的物体都向周围放出辐射,而且同时也都从周围吸收辐射。如果一个物体的温度高于它周围其他物

体的温度，该物体向外辐射的能量超过它吸收的能量，因此这个物体慢慢的冷却下来。反之，温度低的物体会慢慢的升温。当达到热平衡时，发射和吸收是相等的。

对于固体和液体的凝聚态物质，发出的是连续的辐射谱。能谱的性质几乎与辐射体的组成无关，而主要取决于温度。在一般的温度下，物体的辐射波长在红外光区，所以我们看不到物体的辐射光。只有在很高的温度下，物体本身发光，我们可以看到物体灼热，如烧红的火钳。

一般说来，发热的物体辐射能谱的详细形式与物体的成份稍有关系，而且它们只能部分地吸收射到它表面的外来辐射。但实验证明，有一类物体却能吸收射到它表面上的所有波长的全部外来辐射，这类物体称之为黑体。实验上发现所有的黑体，只要具有相同的温度，它们辐射的能谱就相同。这也说明物体放出的辐射与它们的结构成份是无关的。实验上使用的接近实际黑体的装置是由各种物质做成的中空的容器，它只有一个小孔与外界相连，如图 1—1 所示。通常在空腔的内壁涂上油烟。倘若有外界的辐射从小孔进入空腔，每射到腔壁一次，其一部分被吸收，一部分被腔壁反射。经过来回多次的反射，最后被腔壁完全吸收。腔壁的面积要比

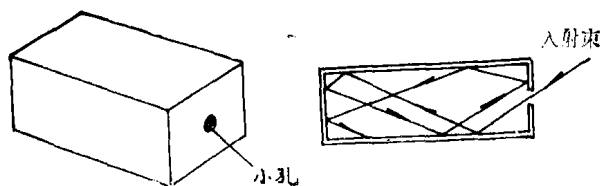


图 1—1 具有小孔的中空的容器及光在其中的反射

小孔的截面大得多，所以从小孔反射出来的光极少，以至可以忽略。所以说，小孔具有黑体的性质。黑体放出的辐射是连续谱，即辐射包含某一范围的所有频率。

黑体辐射的能谱分布由量 $R_T(\nu)$ 来表示，称为能谱辐射率。 $R_T(\nu)d\nu$ 被定义为在绝对温度 T ，每单位表面上，辐射频率在 $\nu - \nu + d\nu$ 的范围内，每单位时间内放出的能量。实验测量的 $R_T(\nu)$ 与温度 T 的关系给出在图 1—2 中。从图中可以看出：(a) 辐射频率的分布是黑体温度的函数。(b) 峰值的位置随着温度的升高向高频移动，峰值对应的频率为 ν_{max} 。(c) 能谱辐射率 $R_T(\nu)$ 对所有频率的积分是温度为 T 的黑体单位时间、单位面积上辐射的总能量。即

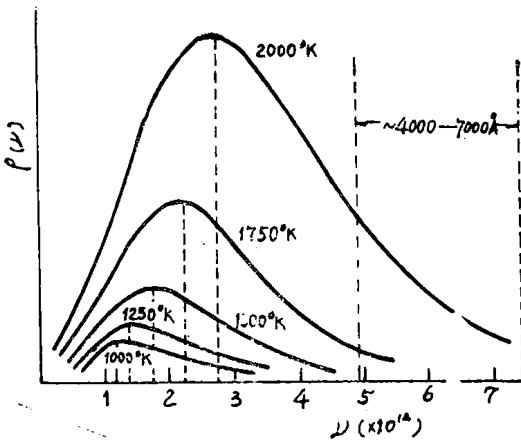


图 1—2 在不同温度下黑体辐射的光谱分布

$$R_T = \int_0^{\infty} R_T(\nu) d\nu. \tag{1-1}$$

R_T 随温度的升高而迅速的增加。斯特藩 (Stefan) 给出了

R_T 和 T 的经验公式为

$$R_T = \sigma T^4. \quad (1-2)$$

其中 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ 瓦/米² · °K⁴, 称为斯特藩—玻耳兹曼常数。

后来, 通常不用 $R_T(\nu)$ 而用能量密度 $\rho_T(\nu)$ 来表示黑体辐射谱。 $\rho_T(\nu)d\nu$ 定义为在频率间隔 $\nu - \nu + d\nu$ 内, 在温度 T 下, 空腔的单位体积内, 所含有的能量。很明显, $\rho_T(\nu)$ 与 $R_T(\nu)$ 是成正比的

$$\rho_T(\nu) \propto R_T(\nu). \quad (1-3)$$

例题 1-1 因为 $\nu_{max} \propto T$, 这个关系可写成形式 $\lambda_{max}T = \text{常数}$, 称为维恩位移律。其中 λ_{max} 是在某一个温度下, 辐射率的峰值所对应的波长。维恩从实验上确定的常数为 2.898×10^{-3} 米 · °K。假定恒星的表面的行为很象黑体, 我们可从星球所辐射的波长 λ_{max} 的测量来推算星球的温度。对于太阳, 测得的 $\lambda_{max} = 5100 \text{ \AA}$; 北极星 $\lambda_{max} = 3500 \text{ \AA}$, 试推算这些星球的表面温度。并按照斯特藩公式计算这些恒星每单位表面上辐射的总能量。

〔解〕(1) 根据

$$\lambda_{max}T = 2.898 \times 10^{-3} \text{ 米} \cdot \text{°K}$$

对于太阳

$$T = 2.898 \times 10^{-3} \text{ 米} \cdot \text{°K} / 5100 \times 10^{-10} \text{ 米} = 5700 \text{ °K}.$$

对于北极星

$$\begin{aligned} T &= 2.898 \times 10^{-3} \text{ 米} \cdot \text{°K} / 3500 \times 10^{-10} \text{ 米} \\ &= 8300 \text{ °K}. \end{aligned}$$

在 $T = 5700 \text{ °K}$ 的温度下, 太阳辐射的绝大多数光都在可见光区, 我们眼睛是可看到的。

(2) 辐射的总能量: 对于太阳

$$R_T = \sigma T^4 = 5.67 \times 10^{-8} \text{瓦/米}^2 \cdot \text{°K}^4 \times (5700 \text{°K})^4 \\ = 5.9 \times 10^7 \text{瓦/米}^2。$$

对于北极星

$$R_T = \sigma T^4 = 5.67 \times 10^{-8} \text{瓦/米} \cdot \text{°K}^4 \times (8300 \text{°K})^4 \\ = 2.71 \times 10^8 \text{瓦/米}^2。$$

§1—2 普朗克对黑体辐射问题的独特见解

(一) 经典理论的困难

考虑一个腔壁被加热到温度 T 的空腔。由于腔壁发射电磁辐射，使腔内充满电磁波。按照经典电磁理论，空腔内的辐射以驻波的形式存在，而且波节在四周的腔壁上。每一个这样的驻波代表电磁场的一个基本状态。按照能量均分定理，当腔壁与电磁场平衡时，每一驻波的平均能量等于 KT ，其中 K 为玻尔兹曼 (Boltzmann) 常数。因此，要计算频率间隔 $\nu - \nu + d\nu$ 之间的场能，只要计算腔内驻波的个数即可。

瑞利——金斯 (Rayleigh—Jeans) 考虑一个边长为 a 的正方体的空腔，求得了频率在 $\nu - \nu + d\nu$ 之间空腔内驻波的个数为

$$N(\nu)d\nu = \frac{8\pi V}{C^3} \nu^2 d\nu \quad (1-4)$$

式中 $V = a^3$ 为空腔的体积。进而求得了在温度 T 下，空腔的黑体辐射谱在 $\nu - \nu + d\nu$ 的频率间隔内单位体积中的能量为

$$\rho_T(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 KT}{C^3} d\nu \quad (1-5)$$

(1-5) 式为黑体辐射的瑞利—金斯公式。

图 1-3 中的实线是实验曲线，虚线是 (1-5) 式给出的经典理论的结果。从图中看出，只在低频（或大波长）的范围内，理论结果与实验是一致的。但是在高频范围，经典理论的结果趋向无穷大。这就是说在高频时，黑体与辐射间要达到平衡，只能在辐射密度无限大时才行。但是从实验曲线上看，能量密度总是保持有限值，而且在很高的频率范围，能量密度趋近于零。二者明显地矛盾。经典理论给出的上述结果被称为“紫外线的灾难”。

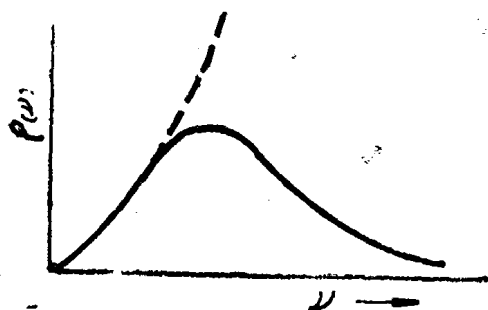


图 1-3 实线为黑体辐射的实验结果虚线为瑞利—金斯理论结果

(二) 普朗克对黑体辐射问题的考虑

为了解决经典理论与实验结果的上述矛盾，普朗克考虑到，经典理论中的能量均分定律在黑体辐射的情况中可能不成立。由图 1-3 看出，在低频范围，经典理论与实验曲线是符合的。因此，在这里能量均分定律是正确的。即，

$$\bar{E} \xrightarrow{\nu \rightarrow 0} KT \quad (1-6)$$

就是说，当频率趋向零时，平均总能量接近于 KT 。在高频

范围，如果存在一个截止能量，即有

$$\bar{E} \xrightarrow{\nu \rightarrow \infty} 0 \quad (1-7)$$

时，那末在高频范围，理论与实验间的矛盾就可消除。

据此，普朗克认为在黑体辐射的情况中，驻波的平均能量是频率的函数； $\bar{E}(\nu)$ 应有 (1-6) 和 (1-7) 式给出的性质。

普朗克根据实验结果产生的上述想象与能量均分定律是不相同的。因为按照能量均分定律，平均能量与频率无关。能量均分定律来自于经典动力学理论的玻耳兹曼分布。玻耳兹曼分布的特殊形式为

$$P(E) = \frac{e^{-E/KT}}{KT} \quad (1-8)$$

其中 $P(E)dE$ 是在 $E-E+dE$ 的能量间隔内找到系统中一给定客体的几率。当然，在这个系统中，有大量的相同类型的客体处于热平衡中。由 (1-8) 式可以给出客体的平均能量

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} EP(E)dE}{\int_0^{\infty} P(E)dE} \quad (1-9)$$

这个积分的结果，正好是能量均分定律

$$\bar{E} = KT \quad (1-10)$$

它与频率无关。

普朗克认为，在 (1-9) 式中，如果用求和代替积分即用

$$\bar{E} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} EP(E)}{\sum_{n=0}^{\infty} P(E)} \quad (1-11)$$

就可能得到(1-7)式所表示的截止能量。也就能够使理论结果与实验结果符合。积分时,能量是连续变化的,而求和时能量是分立的,一般可取均匀的分配,如

$$E = 0, \Delta E, 2\Delta E, 3\Delta E, 4\Delta E \dots \quad (1-12)$$

在我们具体地推导普朗克公式之前,让我们先讨论一下图1-4。从分析中,我们可以定性地看出普朗克的上述考虑是正确的。

图1-4(a)表示在 $\Delta E \ll KT$ 的情况下,由 $P(E)$ 计算的 \bar{E} 。在这种情况下,所得到的结果是 $\bar{E} \approx KT$ 。即黑影的面积近似地等于曲线下的面积。进而言之,在这种情况下,由于分立的 ΔE 很小于能量范围 KT ,不管 E 是连续的还是分立的,二者没有本质的差别。这正是经典理论与实验在低频范围相符合的原因。

图1-4(b)表示在 $\Delta E \approx KT$ 的情况下,由 $P(E)$ 计算的 \bar{E} 。这时所得到的结果是 $\bar{E} < KT$ 。即黑影的面积小于曲线下的面积。这是因为在第一个允许的 ΔE 内, $P(E)$ 的值相当小所造成的。

图1-4(c)在 $\Delta E \gg KT$ 的情况下,由 $P(E)$ 计算的 \bar{E} 。这时,找到具有大于零的任何能量值的客体的几率可以忽略,因而得到的结果是 $\bar{E} \ll KT$ 。

从上述讨论可清楚的看出,当 ΔE 小时,可得到 $\bar{E} \approx KT$;当 ΔE 大时,得到的是 $\bar{E} \approx 0$ 。由于需要在小的频率 ν 下,