天体物理基础和方法丛书

天体物理中的辐射机制

尤峻汉 编著

科学出版社

天体物理基础和方法丛书

天体物理中的辐射机制

尤峻汉 编著

科学出版社
1983

内 容 简 介

本书是一部系统地讲述天体物理中辐射过程的基本概念和原理的著作，共分九章：第一章和第二章分别讨论经典辐射理论和量子辐射理论的基本原理．第三章讨论辐射在介质中的传播性质，建立辐射转移方程．第四章至第九章分别介绍各种具体的辐射机制及其在天体物理中的应用．本书旨在清楚地阐述辐射过程的各种图象及其实质，但也介绍实际应用，并对今后的工作作了展望．

本书可供天体物理工作者，从事空间物理、等离子体物理、光谱学与发光学工作的科技人员以及有关专业高年级大学生阅读参考．

天体物理基础和方法丛书

天体物理中的辐射机制

尤峻汉 编著

责任编辑 夏墨英

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

*

1983年11月第一版　开本：787×1092 1/32

1983年11月第一次印刷　印张：12 1/8

印数：0001—2,150　字数：272,000

统一书号：13031・2416

本社书号：3298・13—5

定价：1.90 元

序

1978 年，已故戴文赛教授在病榻上和几位同志倡议编写一部天体物理学丛书．这个倡议得到了天文界的响应和出版界的支持．当时四害已除，科学园地中严冰初破，万象春回．广大天文工作者怀着急切的心情整顿自己的队伍，重新投入到学科建设．文赛同志和大家意识到整顿的第一步应是重打基础．我们失去的这十年，正是国际上天文学突飞猛进的十年．随着这一时期射电、空间和地面天文实测手段的长足进步，重大天文发现接踵而来，理论物理学和天文学的学科渗透空前活跃．这一切给当代天文研究带来了一个面临飞跃的前景．面对这个前景，如何夺回十年动乱中失去的时间是我们当前两代天文工作者必须首先考虑的问题．于是，大家设想，在起步之际是否可以组织天文战线上的“老兵”，分头先就各人所长的学科领域，系统地刷新知识，写成讲义，互教互学；并在此基础上整理成书，用以为源源加入天文队伍的“新兵”及时地搭桥铺路．书拟分两辑．这一辑侧重于理论天体物理学的重要分支和几个主要天文实测手段的技术和方法，读者对象为天体物理专业的研究生，当然也适于天文和有关物理学科的科研、教学工作者参考．

现在丛书各册即将陆续问世．几年来我们国家经历了拨乱反正，我国的天文工作者和全国人民一致步调，正抱着振兴祖国天文事业的志向，稳步登攀科学研究的崎岖道路．在这伟大的旅程中，我们将以这部丛书作为路旁岩石上的一方铭镌，记载着这一年代我国天文学的里程，并以此纪念我们的同

志、本丛书许多作者的老师和朋友——为新中国天文建设事业殚竭心力，奋斗一生的戴文赛教授.

王绶琯

一九八二年十二月，北京

前 言

在天体物理学和空间物理学中，辐射过程的研究有着十分重要的意义．对各类天体的性质、结构和演化的了解，几乎完全依靠由辐射带来的信息．

目前已经有了一些有关辐射问题的专著，但或者由于内容范围偏窄，或者由于内容有些陈旧，或者由于偏重于数学推导，致使初学者难以把握其物理实质．因此，在编写本书时，作者希望对上述情况有所改进．本书旨在更为清楚地阐明各种辐射过程的图象和实质．尽管本书也作了比较详细的公式推导，但略去了一些烦琐的演算细节，仅列出必要的参考文献和书目．此外，虽然本书侧重于基本的物理探讨，但也注意到了实际应用，并对近年来的一些进展作了简略的介绍．

本书的读者对象不仅仅是天体物理专业的研究生、高年级大学生和天体物理工作者，而且也包括从事空间物理学、等离子体物理学、光谱学和发光学的工作人员．对那些以同步辐射加速器作为强辐射源从事研究工作的人员，本书也有一定的参考价值．

在本书的编写过程中，王绶琯同志自始至终予以关心和支持，方励之同志也给予很大的帮助，并在百忙中阅读了部分初稿． 查长生、赵叔晖和吴北珍同志协助绘制了全部插图．在此，作者向他们致以衷心的感谢．

尤峻汉

目　　录

第一章　经典辐射理论的简短回顾

等离子体中单个带电粒子的辐射，一般说来，主要有以下几种基本过程:

1. 质点间近碰撞产生的轫致辐射(也称为自由-自由跃迁过程).

2. 质点在磁场中加速引起的回旋辐射和同步辐射；质点沿弯曲磁力线运动时的曲率辐射.

3. 相对论电子的逆康普顿散射.

4. 质点速度超过介质中光的相速度时引起的切仑柯夫辐射.

5. 原子、分子或离子的跃迁辐射(例如，自由电子跃迁到分立能级，不同能级之间的跃迁等等，即通常说的自由-束缚，束缚-束缚过程).

除了最后一种辐射必须用量子理论处理之外，其他各种过程都有可能根据经典辐射理论做出简单、有效而且最为直观的描述. 因此，本书将尽可能根据经典或半经典理论讨论这些过程.

当然，经典理论有一定的适用范围. 当粒子位置的不确定性 Δx 显著小于系统的特征尺度 r（这里的特征尺度因具体问题而异，可以是粒子之间的距离，或者是粒子辐射的波长等等)，即 $\Delta x \ll r$，并且粒子动量的不确定值 Δp 可以和动量值 p 相比较，$\Delta p \lesssim p$，才能有效地利用经典观念描写粒子的行为. 把这些条件代人测不准关系 $\Delta x \simeq \frac{h}{\Delta p}$，就得到

$$\lambda = h/p \ll r.$$

该式表示，只有当辐射粒子的德布罗意波长比问题中的特征尺度 r 小很多时，经典理论才是适用的. 这时可以不考虑微观粒子的波动性，对它采用经典的描述.

经典理论应用条件也可以用粒子能量 W 和它的辐射频率 ν 表示. 以 v 表示粒子速度，则其能量 $W \sim pv$，p 是粒子动量. 而它的辐射频率 $\nu \sim v/r$（例如，带电粒子在其平衡位置附近振动的频率为 ν，振幅 $\sim r$，速度 $\sim v$，这一电谐振子发出的辐射频率也是 ν）. 把这些关系代入前面的不等式，得到

$$h\nu \ll W,$$

即辐射光子能量只能是粒子动能的很小一部分. 如果 $h\nu \simeq W$，就必须用量子理论处理辐射问题.

本章将对经典辐射过程的基本公式做一简短概述和讨论.

§ 1.1 李纳-维谢尔势

按经典电磁学理论，讨论带电粒子的辐射应从麦克斯韦方程组出发，即

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \boldsymbol{E} &= 4\pi\rho, \\
\nabla \times \boldsymbol{E} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \\
\nabla \cdot \boldsymbol{B} &= 0, \\
\nabla \times \boldsymbol{B} &= \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}.
\end{aligned} \tag{1.1}$$

可以引进矢势 $\boldsymbol{A}$ 和标势 φ 描写场，$(\boldsymbol{A}, \varphi)$ 和 $(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{B})$ 的关系为

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t},$$

$$\boldsymbol{B}=\nabla\times\boldsymbol{A}. \tag{1.2}$$

用 $(\boldsymbol{A},\varphi)$代替$(\boldsymbol{E},\boldsymbol{B})$，则方程组(1.1)简化为

$$\nabla^2\boldsymbol{A}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{A}}{\partial t^2}=-\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j},$$

$$\nabla^2\varphi-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=-4\pi\rho. \tag{1.3}$$

这里的 $(\boldsymbol{A},\varphi)$ 要满足洛仑兹规范条件:

$$\nabla\cdot\boldsymbol{A}+\frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=0. \tag{1.4}$$

通过直接微商就可证明，方程(1.3)，(1.4)有以下形式的重要特解:

$$\varphi(x,y,z,t)=\iiint\limits_{\infty}\frac{\rho\left(x',y',z',t-\dfrac{r}{c}\right)d\tau'}{r},$$

$$\boldsymbol{A}(x,y,z,t)=\frac{1}{c}\iiint\limits_{\infty}\frac{\boldsymbol{j}\left(x',y',z',t-\dfrac{r}{c}\right)d\tau'}{r}. \tag{1.5}$$

式中，r 代表 (x',y',z') 处的小体积元 $d\tau'$ 到 (x,y,z) 的距离，$r=\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}$. 解 (1.5) 的意义很明显，它表示 t 时刻在观察点 (x,y,z) 的场 φ 和$\boldsymbol{A}$是由各体元的电荷及电流贡献的，在 (x',y',z') 处的体元 $d\tau'$ 中的电荷 $\rho d\tau'$ 及电流 $\boldsymbol{j}d\tau'$ 对 φ，$\boldsymbol{A}$ 的贡献分别为 $\dfrac{\rho d\tau'}{r}$ 及 $\dfrac{\boldsymbol{j}d\tau'}{cr}$. 但当我们求 t 时刻 φ 和$\boldsymbol{A}$的值时，上述表示中的 ρ 和 $\boldsymbol{j}$ 应取某个较早时刻 $t'=t-\dfrac{r}{c}$时的值. 即 $d\tau'$ 处的 ρ 和 $\boldsymbol{j}$ 发生变化时，要在$\dfrac{r}{c}$时间以后才影响 (x,y,z) 点的 φ 和$\boldsymbol{A}$. 由此可见，电磁影响是以有限速度(即真空中的光速 c) 传播

的．因此(1.5)式称为推迟势．

从(1.5)式出发，可以讨论单个带电粒子产生的电磁场．如果粒子线度很小，即ρ不为零的区域非常小，(1.5)式中的r可以提到积分号外，并用r'表示(因为推迟作用，r不能取t时的值，而是某一较早时刻t'的值)．因而有

$$\varphi=\frac{\iiint\limits_{\infty}\rho\left(x',y',z',t-\frac{r}{c}\right)d\tau'}{r'}.$$

对$\boldsymbol{A}$作同样考虑，若粒子各部分速度相同，则

$$\boldsymbol{A}=\frac{\boldsymbol{v}'}{cr'}\iiint\limits_{\infty}\rho\left(x',y',z',t-\frac{r}{c}\right)d\tau',$$

其中$\boldsymbol{v}'$也是t'时刻的值．但要注意，

$$\iiint\limits_{\infty}\rho\left(x',y',z',t-\frac{r}{c}\right)d\tau'$$

并不是粒子总电量q．因为该积分是对各处的不同时刻的电荷求和，在粒子运动情况下，积分值一般不等于总电荷q．因此，$\varphi\neq\frac{q}{r'}$，$\boldsymbol{A}\neq\frac{q\boldsymbol{v}'}{cr'}$．但这一积分值可以叫做运动粒子的有效总电量，记为$\tilde{q}$．求出$\tilde{q}$，即得到粒子的场$\boldsymbol{A}$，$\varphi$．

可以证明(推导可以在一般电动力学教程中找到)

$$\tilde{q}=\iiint\limits_{\infty}\rho\left(x',y',rt-\frac{r}{c}\right)d\tau'=\frac{q}{1-\frac{v_r'}{c}},$$

式中v_r'表示粒子在t'时刻的速度$\boldsymbol{v}'$在矢径$\boldsymbol{r}'$方向的投影［注意，$\boldsymbol{r}'$是由t'时刻粒子所在点指向观察点(x,y,z)的］．一般将$1-\frac{v_r'}{c}$用K表示，即

$$K = 1 - \frac{v'_r}{c} = 1 - \frac{\boldsymbol{v}' \cdot \boldsymbol{r}'}{cr'} = 1 - \boldsymbol{n}' \cdot \boldsymbol{\beta}'$$

$$\left(\text{其中}\quad \boldsymbol{n}' = \frac{\boldsymbol{r}'}{r'},\quad \boldsymbol{\beta}' = \frac{\boldsymbol{v}'}{c}\right),$$

因此有效电量是

$$\tilde{q} = \iiint_{\infty} \rho\left(x', y', z', t - \frac{r}{c}\right) d\tau' = q/K.$$

可以把K叫做电量改正因子，它反映当粒子运动时，有效电量的变化．当粒子静止时，$K = 1$，$\tilde{q} = q$；当粒子大体上沿着$\boldsymbol{r}'$方向朝着观察点运动时(即$\boldsymbol{v}'$与$\boldsymbol{r}'$夹锐角)，$K < 1$，从而$\tilde{q} > q$；当粒子大体上背着$\boldsymbol{r}'$方向运动时($\boldsymbol{v}'$与$\boldsymbol{r}'$夹钝角)，$K > 1$，从而$\tilde{q} < q$．可见有效电量的这种随速度的变化和多普勒效应颇为类似，可以叫做电荷的多普勒效应．

运动粒子有效电量的变化完全符合我们的物理直观，只要举一个极端情况即可想象这种变化；假如粒子以接近光速c的高速度朝着观察点运动(即$|\boldsymbol{\beta}'| \simeq 1$，$\boldsymbol{\beta}' \| \boldsymbol{r}'$)，则粒子将几乎与它产生的场(也以$c$运动)同时到达观察点$(x, y, z)$．即粒子运动过程中各个时刻产生的场将几乎同粒子一起到达点(x, y, z)．因此，对在(x, y, z)点的观察者而言，相当于有一个沿粒子轨道的长条状的线电荷分布，有效电荷自然大大增加．

求出了$\tilde{q}$，就得到带电粒子产生的场的表达式为

$$\varphi = \frac{q}{Kr'},$$

$$\boldsymbol{A} = \frac{q\boldsymbol{v}'}{cKr'} = \frac{q\boldsymbol{\beta}'}{Kr'}, \tag{1.6}$$

式中$K = 1 - \dfrac{v'_r}{c} = 1 - \boldsymbol{n}' \cdot \boldsymbol{\beta}'$.

(1.6)式称为李纳-维谢尔势，它有两个特点：一、它考虑了推迟效应，即粒子在 t 时刻在 (x, y, z) 点产生的场是由某一较早时刻 t' 的粒子位置 $\boldsymbol{r}'$ 及速度 $\boldsymbol{v}'$ 决定的．反映在(1.6)式中，就是式中所有的量如 r', $\boldsymbol{\beta}'$, $\boldsymbol{n}'$ 等都取 t' 时刻的值．二、考虑了有效电量的改变．因此在(1.6)式中，用 q/K 代替 q.

许多书上，把李纳-维谢尔势写成

$$\varphi = \left[\frac{q}{Kr}\right]_{推迟},$$

$$\boldsymbol{A} = \left[\frac{q\boldsymbol{\beta}}{Kr}\right]_{推迟},$$

从而可略去“′”号，$[\quad]_{推迟}$表示括号中的量要在 t' 时刻计算．

§ 1.2　单个粒子的辐射场

有了李纳-维谢尔势，就可由(1.2)式求出单个带电粒子的电磁场 $\boldsymbol{E}(x, y, z, t)$ 和 $\boldsymbol{B}(x, y, z, t)$．计算虽繁，但是初等的(推导略)，求出的 $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ 含许多项．经过整理，将$\sim\frac{1}{r}$的项与$\sim\frac{1}{r^2}$的项分别合并，最后结果是

$$\boldsymbol{E}(x, y, z, t) = q\left[\frac{(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\beta})(1-\beta^2)}{K^3 r^2}\right]_{推迟} + \frac{q}{c}\left[\frac{\boldsymbol{n}}{K^3 r}\times\{(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\beta})\times\dot{\boldsymbol{\beta}}\}\right]_{推迟},$$

$$\boldsymbol{B}(x, y, z, t) = \boldsymbol{n}\times\boldsymbol{E}. \tag{1.7}$$

这里 $\boldsymbol{n} = \frac{\boldsymbol{r}'}{r'}$ 代表 t' 时刻粒子所在点到观察点 (x, y, z) 方向的单位矢量．