

电离层与磁层引论

〔英〕J. A. 拉特克利夫 著

吴 雷 宋笑亭 译

肖 佐 校

科 学 出 版 社

内 容 简 介

本书分为两大部分。第一部分包括前五章,主要讨论由太阳辐射和大气层气体的相互作用所决定的电离层和磁层的形成及性质。第二部分包括后五章,概述了电离层中某些过程的物理机制和实验探测技术,又分为无线电波探测和空间飞行器携带仪器探测两个方面。

全书始终侧重物理原理,对数学公式和探测方法的介绍简明扼要。本书适合于从事空间物理、无线电通讯等方面的专业工作者、关心地球环境的科学工作者及高等院校有关专业师生阅读和参考。

J. A. Ratcliffe

AN INTRODUCTION TO THE IONOSPHERE AND MAGNETOSPHERE

Cambridge At the University Press 1972

电 离 层 与 磁 层 引 论

[英] J. A. 拉特克利夫 著

吴 雷 宋笑亭 译

肖 佐 校

*

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

*

1980 年 8 月第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1980 年 8 月第一次印刷 印张: 8 1/8

印数: 0001—2,820 字数: 181,000

统一书号: 13031·1315

本社书号: 1829·13—15

定 价: 1.25 元

目 录

译者的话	i
序	ii
引言	ix

第一部分 电离层和磁层的形成及性质

第一章	受太阳辐射影响的中性大气	1
1.1	引言	1
1.2	大气层的气体	1
1.2.1	扩散平衡	2
1.2.2	逃逸层 氢和氦的逃逸	5
1.3	太阳辐射	7
1.3.1	光子辐射	7
1.3.2	粒子辐射 太阳风	11
1.3.3	太阳扰动	13
1.4	太阳辐射对大气层的作用	14
1.4.1	光子辐射的吸收	14
1.4.2	粒子辐射产生的电离	18
1.4.3	考虑到消失和运动时电子的、或离解产物的分布	20
1.5	太阳辐射的光化学效应	23
1.5.1	氧	23
1.5.2	一氧化氮	26
1.6	大气层的加热	27
1.6.1	大气层温度	27
1.6.2	由卫星轨道推出的大气层密度	29

第二章 电离层 峰以下的电离层	35
2.1 引言	35
2.2 电子生成率	36
2.3 组合 F 层	39
2.3.1 复合	39
2.3.2 涉及电荷交换或离子-原子重新排列的各种反应	41
2.3.3 扩散	44
2.4 F_1 层	44
2.5 E 层	45
2.6 D 区	46
2.6.1 电离辐射	46
2.6.2 离子化学	47
2.6.3 负离子	48
第三章 F 层峰及峰以上的电离层	52
3.1 F_2 层峰	52
3.1.1 峰的运动	52
3.1.2 地磁赤道附近的形态	53
3.2 F 层峰以上的电离层	55
3.2.1 氧离子	55
3.2.2 氢离子	57
3.2.3 氦离子	58
3.3 高能光电子 电子与离子温度	59
第四章 磁层	63
4.1 磁层边界 磁层顶	63
4.2 电离层最高部分的带电粒子	71
4.2.1 等离子体层	71
4.2.2 捕获粒子	75
第五章 地磁、电离层电流及电离层暴	80
5.1 电离层中的电流	80

5.1.1	大气层发电机与电动机	81
5.1.2	极区电流体系	85
5.2	太阳扰动: 电离层暴和磁暴	87
5.2.1	电离层突然骚扰 (SIDs)	87
5.2.2	电离层暴和磁暴(极区)	88
5.2.3	电离层暴(非极区)	93
5.2.4	质子暴 极盖事件 (PCEs)	95
第二部分 制约某些电离层过程的原理和实验方法		
第六章	碰撞和扩散	96
6.1	碰撞	96
6.2	扩散	100
6.2.1	等离子体扩散	102
6.2.2	含有多种离子的等离子体分布	105
6.2.3	受地磁场影响的扩散	106
6.3	空气曳力与离子曳力	107
第七章	带电粒子在磁场中的运动	110
7.1	无碰撞时的运动	110
7.1.1	自由带电粒子的运动	110
7.1.2	在恒定外力作用下的运动	111
7.2	有碰撞时的运动	113
7.2.1	在恒定外力作用下的运动	113
7.2.2	电离层不均匀结构的运动	117
7.2.3	电离层电导率	118
7.3	会聚磁力线 捕获粒子	122
7.4	“冻结”磁力线	127
第八章	电磁波、磁流波和电声波	131
8.1	引言	131
8.2	各种电波的共同特性	132
8.3	折射指数为零和无穷的条件	134
8.4	电子的运动	135

8.5	磁场中的纵向传播	140
8.5.1	仅有电子运动	140
8.5.2	折射指数大于1(哨声模式)	144
8.5.3	电子与离子都运动 磁流波	146
8.5.4	渡越频率	149
8.6	磁场中的横向传播	152
8.6.1	仅有电子运动	152
8.6.2	电子与离子都运动	157
8.6.3	上、下混合频率	160
8.7	电声波	163
8.7.1	波和粒子的相互作用 Landau 阻尼和迴旋阻 尼	166
8.8	群、角谱和波包	168
第九章	用无线电波探测电离层	174
9.1	引言	174
9.2	电离层探测	177
9.2.1	用顶部探测器观测到的谐振	182
9.3	部分反射	184
9.4	不相干散射或 Thomson 散射	186
9.5	波相互作用	192
9.6	Doppler 和 Faraday 测量	193
9.7	哨声和微脉动	195
9.7.1	记录方法	195
9.7.2	电子哨声	196
9.7.3	电子-离子哨声	203
9.7.4	离子哨声(微脉动)	205
9.7.5	甚低频(VLF)嘶声	206
第十章	空间飞行器上的实验 若干基本原理	207
10.1	引言	207
10.2	电子和离子浓度以及温度的测量	208

10.2.1	Langmuir 探针	211
10.2.2	电离层等离子体中的射频测量	216
10.3	高能粒子的测量	217
10.4	质谱仪	221
10.4.1	磁偏转质谱仪	221
10.4.2	Bennett 高频质谱仪	222
10.4.3	四极质谱仪	223
10.5	磁场的测量	224
10.5.1	饱和式磁力仪	224
10.5.2	碱蒸气磁力仪	226
10.6	电场的测量	229
附录 A.	生成层的 Chapman 理论	231
附录 B.	扩散造成的电子消失的时间常数	234
附录 C.	主要符号和单位换算表	236
参考文献		240

第一部分 电离层和磁层的形成及性质*

第一章 受太阳辐射影响的中性大气**

1.1 引言

本书侧重讨论在很大的高度上由太阳辐射对地球大气的电离作用所产生的自由电子。大约在 60 公里以上的大气层中存在着大量的自由电子,足以影响无线电波的传播,所以这一部分大气层就叫做电离层。虽然地球磁场在所有高度上都影响电子的运动,但在较高的高度上,其严重性增加。地磁场对电子运动有决定性影响的那部分电离层就叫做磁层。虽然说不出磁层开始的明确高度,但是可以指出其底可取为等离子体层顶。为了说明电离层的电子是怎样由太阳辐射产生的,首先要讨论中性大气层的性质。

1.2 大气层的气体

在靠近地面的大气层中,按体积计算有 78% 的分子氮, 21% 的分子氧,同时还有几种非常次要的成分,其中氩($4 \times 10^{-4}\%$)就是本书很感兴趣的。直到约 100 公里的高度,气体都是湍流混合的,其相对比例保持不变。在更大的高度上不存在湍流,每一种气体成分的分布就像它单独存在时一样,这就是扩散平衡。扩散平衡取代湍流混合的高度就叫做湍流层顶。

* [4, 20, 27, 28, 32, 34]. ** [7, 11, 125, 173].

1.2.1 扩散平衡

气体中的每个体积元在向下的重力和其上下表面气压(p)之差的作用下处于平衡静止。如果每单位体积中有 n 个质量为 m 的分子, 而且假设温度 T 是均匀的, 并且有 $k =$ Boltzman 常数, $g =$ 重力加速度, $p = nkT$ 和

$$nmg = - \frac{dp}{dh} = - kT \frac{dn}{dh} \quad (1.1)$$

则

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} = - \frac{mg}{kT} \quad (1.2)$$

若假设 g 不依赖于高度, 则 (1.2) 式给出

$$n = n_0 \exp(-h/H) \quad (1.3)$$

式中

$$H = kT/mg \quad (1.4)$$

叫做标高, 而 n_0 是某一参考高度上的浓度, 此参考高度取湍流层顶较为方便。

据方程 (1.2) 和 (1.4) 标高可由下式给出

$$\frac{1}{H} = - \frac{1}{n} \frac{dn}{dh}; \quad (1.5)$$

该式方便地描述了浓度的高度梯度。当使用“标高”这个词时可能会出现下述方式的某种混乱: 在前面的讨论中, 标高定义为 $H = kT/mg$, 而且在浓度的高度变化表示式 $\exp(-h/H)$ 中它作为一个常数而出现; 但有时讨论由 $\exp(-h/\delta)$ 表示的指数性高度变化较为方便, 而其中的 δ 并不等于 H 。举几个例子: 其一是离子的平衡高度分布, 这些离子的生成率和消失率以不同的方式依赖于高度; 再一个例子是不处于平

衡态的气体的高度分布。在描述这类情况时,就把量 δ 取名为“分布高度”,而标高这个名字仍留给由 $H = kT/mg$ 定义的量。

在湍流层顶以下,气体是完全混合的,所有成分都具有同样的高度变化,如果 m 是分子(或原子)的平均质量,则其高度变化由 (1.3) 和 (1.4) 式给出。在地面附近的分布高度(不论具有什么样的标高的所有成分)大约为 8 公里。在湍流层顶以上,即在扩散平衡区域中,每种气体都以一般等于它自己的标高的各自的分布高度而分布。因此最轻的气体——氢就在最大的高度上占优势,而在地面上则检测不到,大概是在 100 公里附近高度上由太阳辐射作用于水汽而形成的。

简单表达式 (1.3) 建立在 g 和温度 (T) 都不依赖于高度的假设基础之上。虽然在与地球半径 (R) 相比拟的高度上,已不能再假设 g 是常数,但若高度 (h) 是用由

$$h^* = Rh/(R + h)$$

定义的“位势高度”来量度的话,方程 (1.3) 和 (1.4) 仍然是正确的。

因为太阳辐射使大气加热,所以温度随时间和高度而变化。图 1.1 给出了其高度变化的极端和平均形式^[7]。温度随高度而变化时 (1.1) 式取如下形式

$$nmg = - \frac{dp}{dh} = - k \left\{ T \frac{dn}{dh} + n \frac{dT}{dh} \right\} \quad (1.6)$$

或用 $kT/mg = H$ 表示依赖于高度的标高,则

$$n = - H \frac{dn}{dh} - n \frac{dH}{dh} \quad (1.7)$$

在有均匀温度梯度时,因而也就是有均匀标高梯度的简单情况下,就有

$$H = H_0 + \beta h, \quad (1.8)$$

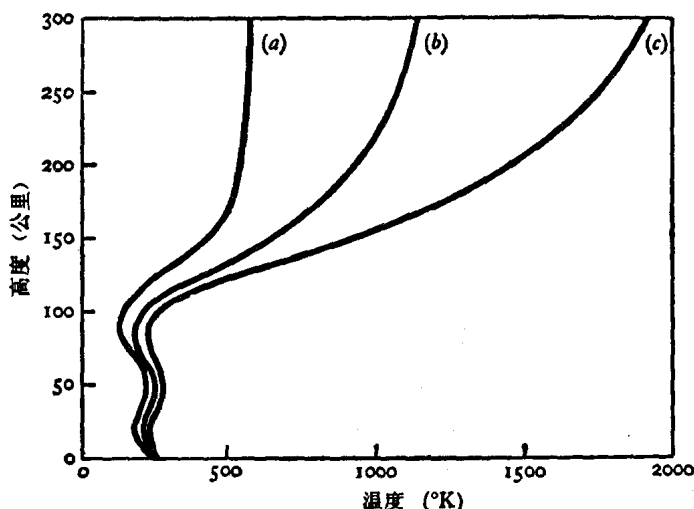


图 1.1 受太阳辐射加热后大气温度的高度变化：
 (a) 弱的情况——夜间； (b) 平均情况——白天；
 (c) 强的情况——太阳黑子周期最大时的白天(选自文献 7)。

将 (1.7) 式积分就得到

$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{H}{H_0} \right)^{-(1+1/\beta)} \quad (1.9)$$

$$= \left(1 + \frac{\beta h}{H_0} \right)^{-(1+1/\beta)} \quad (1.10)$$

无论某一特定气体的高度分布怎样，它在任一高度 h_0 的分压力 p_0 都等于在此高度以上单位截面的体积中的该气体的重量，因此如果在这柱体中有 N_0 个质量为 m 的粒子，则 $p_0 = N_0 mg$ ，但是 $p_0 = n_0 k T_0$ ，式中 n_0 和 T_0 是在高度 h_0 处的气体粒子的浓度和温度，故

$$N_0 = n_0 k T_0 / mg = n_0 H_0 \quad (1.11)$$

H_0 是气体在高度 h_0 处的标高。因此知道了任一特定气体在任一高度上的粒子浓度和标高，也就知道了该气体在那一高度以上的总粒子数，而与它们如何随高度分布无关。

1.2.2 逃逸层 氢和氦的逃逸 [71, 98, 111, 126, 143]

在大气层气体中只要分子碰撞足够频繁，以至能与邻近的气体建立起统计平衡，通常的气体定律就能使用。设想一个分子以相当于温度 T 的速度无碰撞地作垂直运动，它应能到达 $3kT/2mg = 3H/2$ 的高度。若这个在量级上等于该分子标高的距离小于平均自由程 (l)，则平均来看这一分子不产生碰撞，而可以认为它在做自由运动。出现这种自由运动的这部分大气层叫做逃逸层。在逃逸层内 $l > H$ 。平均自由程 (l) 可以近似地用碰撞截面 (σ) 和浓度 (n) 表示为 $l = (\sigma n)^{-1}$ ；因此在逃逸层的底部，由于 $l = H$ ，有关系式 $Hn = \sigma^{-1}$ 。但是由 (1.11) 式， $Hn = N$ 是由某高度向上的单位截面柱体中的总粒子数，因此逃逸层的基底就在 $N\sigma = 1$ 的高度上。

由下面进入逃逸层的大多数粒子，直到它们逸出地球或重新进入下面的大气层之前都是无碰撞地在重力控制的轨道上运动的。假如一个粒子要逸出地球重力场，在逃逸层边界处(设径向距离为 r) 其动能必须大于重力位能，令 m 为其质量， v 为速度，则 $1/2 mv^2 > mgr$ ，其中 g_r 为边界处的重力加速度。因此 v 就由下式给出

$$v > \sqrt{(2g_r r)} \quad (\text{粒子逸出}) \quad (1.12)$$

代入合适的 r 和 g_r 值后，得到的下限逃逸速度大约为 11 公里/秒，与粒子的质量无关。

在扩散平衡区域中气体粒子的速度呈 Maxwell 分布，当

它们通过逃逸层时，其中具有最大速度的一些粒子就能够逃逸出去，出去的数目依赖于逃逸速度与均方根速度之比。主要的几种气体都以原子的形式存在着，因为任何分子都被太阳辐射离解了，当逃逸层温度为 1000°K 时，这些原子的均方根速度列于表 1。氢原子的速度非常接近于使其能有很大数目逃出大气层顶所要求的那种逃逸速度。对氦原子而言，这一数目已很少，但当温度很高时，也可能是重要的逃逸成分。氧的逃逸数在任何时候都不很重要，更重的粒子的逃逸数就更加微不足道了。

表 1 1000°K 时粒子的速度

粒子	H	He	O
均方根速度(公里/秒)	3	1.4	0.7

在最大的高度上，原子态的氢在任何时候都是中性大气的主要成分；它不断地从顶部逃逸出去，又陆续地由湍流层顶附近水汽的光化学离解来补充。在大气层中它从产生的高度到逃逸层底部的流动是由扩散控制的。其精确的浓度明显地和温度有关，温度同时控制了逃逸率和穿过其他气体的扩散率。

氦是地球上放射性岩石衰变最终产物的一种，它从底部进入大气层，并由顶部逸出，和氢一样，其穿过大气层流动的速率受扩散控制，并依赖于温度。

在最大高度上的温度实际上不依赖于高度，这个温度就叫做逃逸层温度。图 1.2 给出了三种不同的逃逸层温度下几种主要气体的高度分布计算值。值得注意的是因为标高是正比于温度的，故对除了氢以外的所有气体来说，在较大高度上

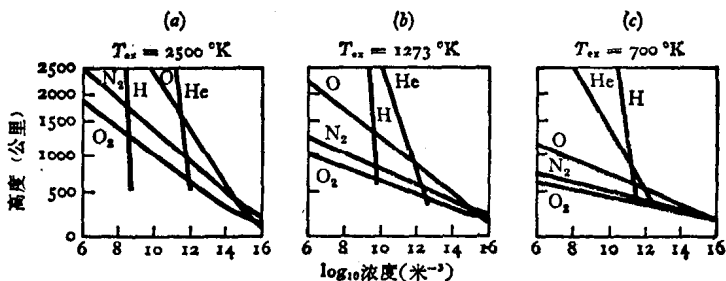


图 1.2 当逃逸层温度 (T_{ex}) 对应于三个不同期间的不同值时大气层主要气体成份的分布: (a) 高太阳黑子数的白天; (b) 中等太阳黑子数的白天; (c) 低太阳黑子数的夜间。事实上由于 g 随高度的变化导致标高 (kT/mg) 改变, 在本图中对高度的标度做了调整以使得这种半对数图总保持直线 (选自文献 7)。

都是温度越高其浓度越高。但是对于氢则恰好是温度越高浓度越低, 这是因为温度越高它向上的扩散率和在顶部的逃逸率越大。

1.3 太阳辐射

1.3.1 光子辐射^[35, 89, 102, 107]

虽然太阳辐射的电磁波具有很宽的波长范围, 但其频谱中只有可见光和射电部分中狭窄的几段能到达地面。而这里我们感兴趣的恰是那些在空气中被吸收掉了的其他部分, 对它们的直接了解只能依靠火箭和卫星所做的测量。人们发现在谱的 X 射线和紫外区 (通常的所谓 XUV 区) 的不规则的背景上迭加着强的谱线, 因此详细描写这个谱是很复杂的。就现在的目的来说用滑动平均法来平滑谱的不规则性, 并讨论所得到的能流密度谱就足够了。表 2 给出了以瓦/米²·毫微米表示的从 1000 毫微米的红外到 10 毫微米的 X 射线区的几

个波长附近的谱密度,并将这一分布与 6000°K 的黑体辐射源分布进行了比较,对该黑体源分布进行归一化处理,即令其在 500 毫微米波长上的辐射与观测到的能量相等。一目了然地可以看出虽然从谱的可见部分 (400—800 毫微米) 直到 100 毫微米附近的波长,太阳光谱的形状相当于一个 6000°K 的黑体源的谱,但是在更短的波长上,太阳辐射比黑体辐射强得多。出现这种差别是由于短波长部分由较热的日冕所辐射,其温度约为 10^6°K ,而长波长辐射来自较冷的光球层,那里温度大约为 6000°K 。

大部分能量包含在 200—1200 毫微米的波长范围内,其平均谱密度为 $1.2 \text{ 瓦/米}^2 \cdot \text{毫微米}$ 的量级;因此总的能流约为

$$1.2 \times 10^3 \text{ 瓦/米}^2$$

波长小于 100 毫微米、谱密度为 $3 \times 10^{-5} \text{ 瓦/米}^2 \cdot \text{毫微米}$ 的量级、总能流约为 $3 \times 10^{-3} \text{ 瓦/米}^2$ 的波段是我们感兴趣的波段。在较短波长上的这一能流小于总能流的 10^5 分之一,但却正是造成本书所要讨论的那些现象的原因。

表 2 太阳辐射功率谱密度

A	100	500	1000	1216	2000	3000	5000	10000
B	10	50	100	121.6	200	300	500	1000
C	10^{-5}	5×10^{-5}	3×10^{-5} (Ly α)	10^{-2}	0.6	2	0.7	
D	10^{-10}	10^{-12}	10^{-4}		0.7	1.5	2	0.5
E	3×10^{-3}			5×10^{-3}		1200		
A 行	以 Å 表示的波长。							
B 行	以毫微米表示的波长。							
C 行	观测得到的谱密度(瓦/米 ² ·毫微米)。							
D 行	6000°K 的黑体谱密度。对它已作了归一化处理,即令其在 500 毫微米波长上的辐射与观测到的能量相等。							
E 行	观测得到的标线部分的总功率流(瓦/米 ²)。							

将这功率与现用的电力系统的功率进行比较是很有趣

的。英格兰和威尔士发电站的发电量约为 35000 兆瓦，若将它散播在 10^5 平方公里即差不多等于英国全国的面积上，功率密度就是 3.5×10^{-1} 瓦/米²。因此覆盖这个国家的大气层从太阳能谱中吸收的功率大约是发电站输出功率的百分之一。太阳辐射的总功率(包括穿过大气层到达地面的部分)则要大得多，约为发电站输出的一千倍。

虽然这一谱的可见区段的大部分能量来自日面上均匀分布的辐射源，但是某些谱线，例如 H- α 和钙的一些谱线则主要是从不规则分布的较小的面积上辐射出来的。谱中更短的波长特别是 X 射线部分，其能量主要来自这类小的区域，它们一般是靠近发射可见的氢线和钙线的地方。X 射线经常来自扩展到可见日面边缘之外一定距离的源区，所以在光学全蚀期间可见光强度与电离层电子含量之间没有简单的关系。

在紫外区波长为 121.6 毫微米的氢 Lyman- α 线比谱中在它附近的辐射强得多。实际上它提供的功率大致等于波长小于 100 毫微米的谱的其余部分所提供的总和，并且能使低层大气产生很大部分的电离。和某些可见谱线一样，它也来自于日面上不规则分布的源。

可以经常看到太阳上有一些暗斑，称为太阳黑子。建立在几个台站观测基础上的黑子数 R ，以一种组合的方式被用来表示这些斑点的数目和面积。 R 的值在约 11 年的准周期中从零到 200 之间变化。图 1.3 给出前若干个周期中的这类周相变化，一般称它为太阳周期。在整个太阳周期中，谱的紫外部分的能流近似地正比于 $(1 + 0.01R)$ ；这样，当 R 从零增加到 100 时，能流大约增加一倍。波长小于 10 毫微米的谱段(X 辐射)在整个太阳黑子周期中变化更大；当 R 从零变到 100 时波长在 5 到 10 毫微米范围内的功率增至 3 倍，而波长小于 1 毫微米的则增至大约 30 倍。相反，氢的 Lyman- α 线功

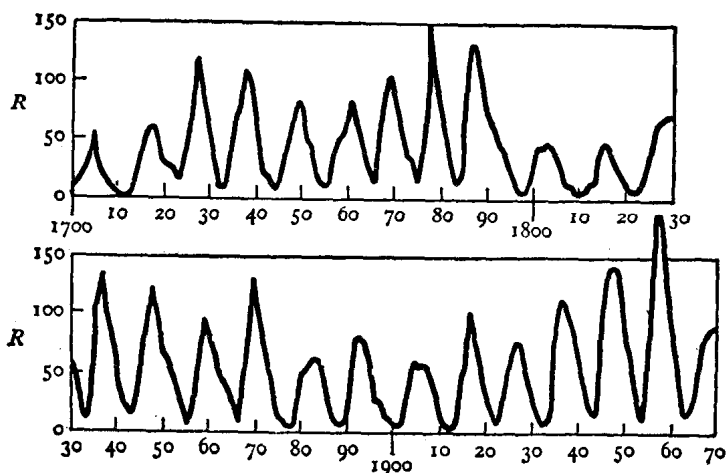


图 1.3 太阳周期。1700—1970 期间太阳黑子数 (R) 表现出大约 11 年的准周期特性(根据文献 167)。

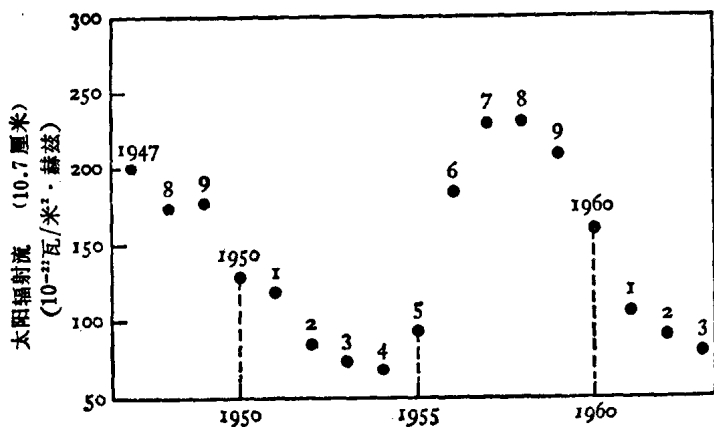


图 1.4 太阳分米波辐射流 (波长 10.7 厘米) 随太阳周期的变化(根据文献 7 重绘)。