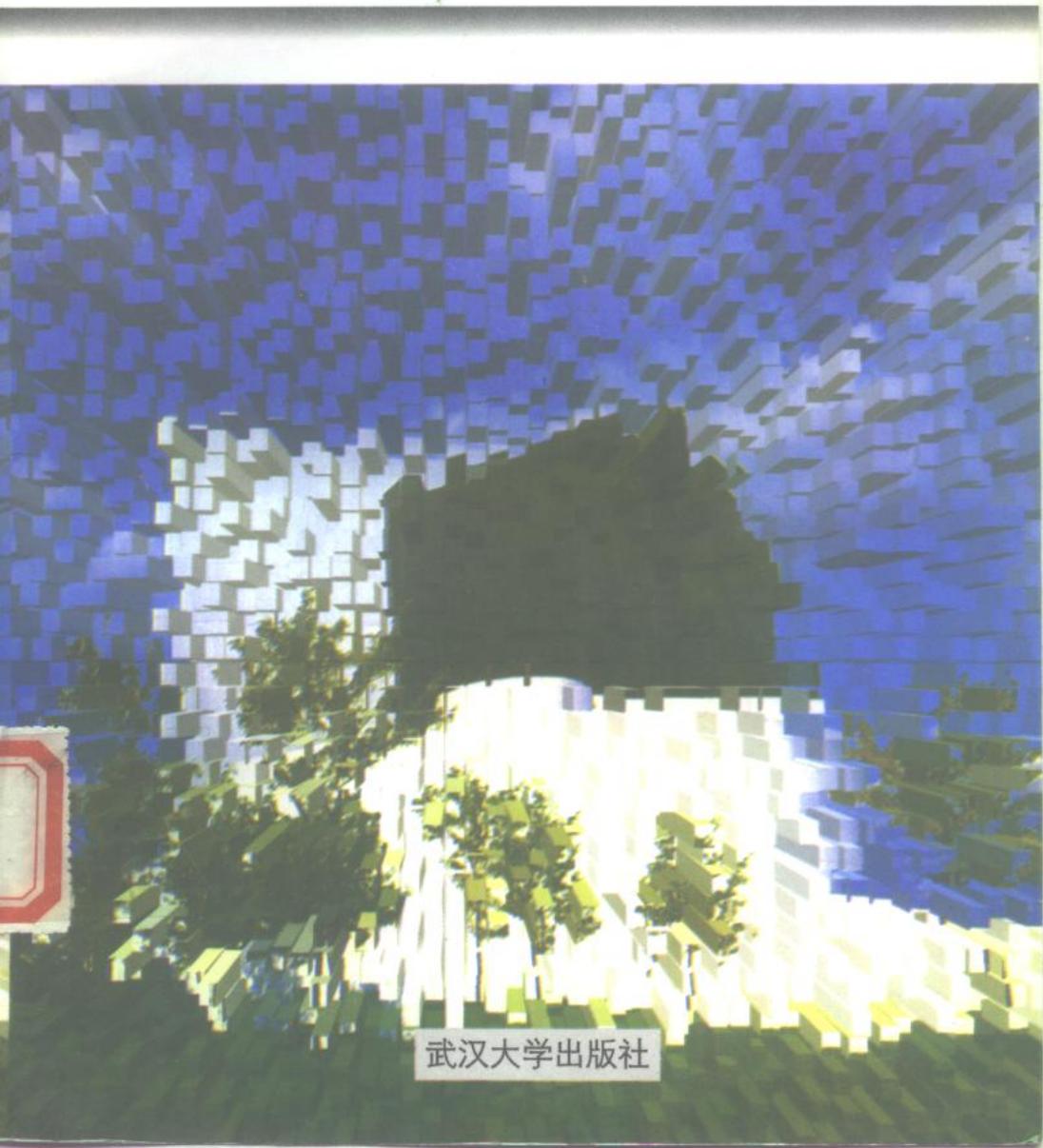


武汉大学本科生系列教材

电离层物理概论

熊年禄 唐存琛 李行健 编著



武汉大学出版社

电离层物理概论

熊年禄 唐存琛 李行健 编著

武汉大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

电离层物理概论/熊年禄, 唐存琛, 李行健编著. —武汉:
武汉大学出版社, 1999. 5

ISBN 7-307-02672-4

I. 电… II. ①熊… ②唐… ③李… III. 电离层物
理学 IV. P352

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (98) 第 31613 号

武汉大学出版社出版

(430072 武昌 珞珈山)

湖北科学技术出版社黄冈印刷厂印刷

(436100 湖北省黄冈市宝塔大道 85 号)

新华书店湖北发行所发行

1999 年 5 月第 1 版 1999 年 5 月第 1 次印刷

开本: 850×1168 1/32 印张: 14.375 插图: 1

字数: 370 千字 印数: 1—2000

ISBN 7-307-02672-4/P·4 定价: 15.50 元

本书如有印装质量问题, 请寄承印厂调换

内 容 简 介

本书从电离层的光化效应、电磁效应、动力学效应和热学效应出发,详尽地叙述了电离层形成、形态、运动、非线性和气象控制等物理特性。本书收集资料丰富翔实,叙述由浅入深,既有大量的实验观测结果总结,又有一定深度的理论分析。本书可作为大专院校空间物理、无线电物理、广播通信等专业研究生的教材和相关专业本科生的参考书,也可作为从事电离层研究的科学工作者的参考书。

53,651
1

1-622/17
编者例言

电离层的研究是一门古老而又全新的课题。从 18 世纪末无线电科学兴起、马可尼 (Marconi) 实现世界第一次无线电报传输后,随着政治、经济和军事上的需要,电离层物理及无线电波传播的研究得到了蓬勃发展。在现代无线电通信、广播、电视和无线电定位等应用领域中,无不包容与涉及到电离层研究的最新和已取得的最重要的成果,而新的无线电应用领域的开发又促进着电离层物理的深入研究。新成果层出不穷,特别是随着高速、大容量计算机的出现及卫星火箭等高技术的应用,更使得电离层物理的研究成为一门综合性很强的前沿学科。

多年来,特别是新中国成立后,在我国政府有关部门的关怀指导下,我国电离层物理研究方兴未艾。为提供人类赖以生存的近地空间环境知识作出了显著的贡献。为了培养与训练电离层研究领域中的专门人才,壮大我国在该领域里的科技队伍,坚持不懈地开展电离层研究,保持我国在电离层研究方面的特色,《电离层物理》课程于 20 世纪 80 年代初在武汉大学应运而生。

本书根据编者多年在武汉大学开设的电离层物理课程讲义,几经修改,反复使用,多次易稿而成。编者希望能从电离层的光化学效应、电磁效应、热力学和动力学效应四方面总结与阐述电离层物理研究已取得的理论与实验成果。介绍该领域的最新研究动向和发展趋势。特别是在有关讨论中,注意尽可能多地引用与介绍我国研究者所取得的研究成果。

本书在第一章简要叙述电离层物理研究发展史及主要研究内

容后,第二章阐述了作为电离层背景的大气运动学和动力学基本理论,主要讨论影响电离层行为的大气定常运动与波动。第三章从光化学效应出发,阐述了电离层形成的基本理论——Chapman理论及有关应用。第四章对电离层形成理论应用于上电离层时,引入了动力学效应和电磁效应的修正项——输送过程。第五章以丰富的实验统计资料揭示出实际电离层对基本理论的“异常”。正是这种“异常”激励着研究者在电离层研究领域中去探索新的方法与理论,以求更新的发展。为更加详尽地了解电离层结构,第六章基于无线电统计学理论讨论了电离层的精细结构。现代关于高、低纬电离层不均匀体的许多重要知识都来源于此。电离层存在着许多用线性理论难以解释的非线性现象。第七章采用的非线性理论方法将使问题的解决简洁明了。使许多“异常”的电离层现象得到正确的解释。电离层非线性在现代高科技应用中有广阔的前景。例如空间太阳能发电站电力向地面传送,电离层甚低频(VLF)无线电信号激发用于海底通信和 VLF 信号跨电离层传输等。将电离层作为整个高层大气的一部分加以研究是电离层研究观念上的重大转变与突破。基于此,第八章引进了电离层气象控制的若干基本概念、理论和观测结果。它们是电离层动力学与热力学效应的体现。各种综合探测手段与测量方法为电离层研究的理论发展提供了坚实的实验资料基础。实用中又最能体现理论研究新成果。第九章用较大篇幅专门介绍了电离层研究常用的探测手段及资料分析方法。

电离层研究是一个从实践到理论,理论指导实践,而实践又促进新的理论产生的过程。在此过程中,许多科学工作者呕心沥血,毕终身精力于斯,取得了大量辉煌成就。由于编者教学经验及学识水平有限,书中对许多工作者的成就引用与总结难免挂一漏万,恳请读者斧正。

值此书出版之际,编者特别感谢曾给本书予以鼓励和帮助的所有专家与教授。编者也特别感谢对本书出版予以大力支持的武

汉大学教务处和武汉大学出版社领导,并感谢陈宝联同志为本书画了所有的插图。

最后,编者对所有给予此书以指导帮助和关心的人们表示最诚挚的谢意。

编 者

1997年2月于武汉大学

目 录

第一章 绪论	1
§ 1.1 电离层物理研究简史	1
§ 1.2 电离层物理研究的主要内容	3
§ 1.3 电离层物理研究的最近发展	4
第二章 中性大气层	6
§ 2.1 中性大气层结构	6
§ 2.2 大气动力学	14
2.2.1 中性大气运动方程	14
2.2.2 地转风和热成风	17
§ 2.3 大气波动	20
2.3.1 基本方程组的线性化	20
2.3.2 大气声重波(次声波)	23
2.3.3 等温大气的脉冲响应	30
2.3.4 大气潮汐波	36
2.3.5 大气行星波(大气长波,慢波、罗斯比波)	37
§ 2.4 热层模式、热层风	38
2.4.1 热层模式——温度和密度分布	39
2.4.2 热层风	42
第三章 电离层的形成	53
§ 3.1 电离层的一般特性	53

3.1.1	分层结构	53
3.1.2	电中性	53
3.1.3	离子组成的分布特征	53
3.1.4	电子、离子及中性气体温度	55
3.1.5	磁等离子体参量	56
§ 3.2	连续性方程	58
3.2.1	电离层的两类过程	58
3.2.2	光化学平衡和漂移平衡	59
3.2.3	电离层的惰性	59
§ 3.3	光吸收和光电离	61
3.3.1	光吸收和光学深度	61
3.3.2	光电离	64
3.3.3	Chapman 函数 $Ch(\chi)$	65
§ 3.4	电离产生率	68
3.4.1	产生率的解析解	68
3.4.2	产生率的数值解	71
3.4.3	微粒电离	73
§ 3.5	损失过程	78
3.5.1	离子反应速率	78
3.5.2	离子反应	79
3.5.3	离子损失过程	80
§ 3.6	电离层 E 层与 F1 层的形成	83
3.6.1	线性损失和平方律损失	83
3.6.2	Chapman 层和抛物层	85
3.6.3	F 层分裂	87
§ 3.7	D 层的离解复合	91
3.7.1	D 层的离化	91
3.7.2	D 层离子平衡方程、有效复合系数	92

第四章 电离层中的漂移与扩散	98
§ 4.1 连续性方程中的输运项	98
4.1.1 离子、电子运动速度	98
4.1.2 运动方程	99
4.1.3 碰撞频率	101
§ 4.2 等离子体漂移	104
4.2.1 单粒子运动、迁移率	104
4.2.2 风力漂移	107
4.2.3 电力漂移	109
4.2.4 “赤道异常”现象和 Martyn 漂移理论	110
§ 4.3 电离层电导率	113
4.3.1 电导率	113
4.3.2 层电导率、Cowling 电导率	116
4.3.3 高度积分电导率	120
§ 4.4 等离子体扩散	121
4.4.1 重力场中的双极扩散	122
4.4.2 扩散平衡	124
4.4.3 多离子成分的等离子体扩散	126
4.4.4 极风	129
§ 4.5 发电机理论	134
4.5.1 大气发电机与电动机	134
4.5.2 S_q 电流系	134
4.5.3 发电机方程	135
4.5.4 赤道电急流(Equatorial Electron Jet)	139
4.5.5 场向(纵向)电流	139
4.5.6 观测资料	142
§ 4.6 极区电流系	143
4.6.1 晨昏电场与磁层对流	143
4.6.2 环电流与场向电流	149

4.6.3	极光电急流和 S_q^0 电流系	152
4.6.4	极区电流系	154
§ 4.7	F2 层的形成	155
4.7.1	F2 层峰的形成	155
4.7.2	中性风和电场的影响	159
第五章	电离层异常现象	164
§ 5.1	引言	164
§ 5.2	D 层	164
5.2.1	D 层行为	165
5.2.2	电离层和低层大气的关系	169
§ 5.3	E 层和 F1 层	170
5.3.1	正常 E 层	170
5.3.2	F1 层	172
§ 5.4	F 层参量	172
5.4.1	确定 F 层参量的方法	173
5.4.2	F 层参量值及其对正常值的偏离	174
§ 5.5	F 层异常	177
5.5.1	引言	177
5.5.2	F2 层峰的周日变化	180
5.5.3	年度、半年度和季节异常	181
5.5.4	夜间 F 层的维持	182
5.5.5	赤道异常	183
5.5.6	中纬谷和极区 F 层	190
§ 5.6	太阳扰动的电离层效应	193
5.6.1	太阳耀斑	193
5.6.2	电离层突然骚扰(SID)	194
5.6.3	质子暴和极盖吸收事件(PCA)	196
5.6.4	磁暴	197

5.6.5	电离层暴	200
第六章	电离层的精细结构	207
§ 6.1	电离层不均匀体反射无线电波的统计特性	207
6.1.1	电离层中的不均匀体	207
6.1.2	不均匀体反射的无线电波波场的统计特性	209
§ 6.2	散射波束的能量(功率谱)	215
§ 6.3	信号振幅的时间相关、随机运动的速度	218
§ 6.4	空间相关系数、波束的角谱、小尺度 不均匀体的尺寸	222
§ 6.5	不均匀体的扩散膨胀	225
§ 6.6	电离层的浑浊度和电子浓度的起伏	234
6.6.1	不均匀体的散射截面	235
6.6.2	垂直入射时的电子浓度起伏 $(\delta N)^2$	240
6.6.3	斜投射时的电子浓度起伏 $(\delta N)^2$	243
§ 6.7	电离层不均匀体实验观测结果的总结	247
§ 6.8	电离层不均匀体的漂移、电离层风	250
6.8.1	测量漂移速度的方法	251
6.8.2	\mathbf{V} 的主要测量结果	254
§ 6.9	电离层不均匀体产生机理的某些探讨	256
§ 6.10	电离层不均匀体研究的近况	257
6.10.1	射电星闪烁	258
6.10.2	扩展 F 层	261
第七章	电离层的气象控制	267
§ 7.1	电离层行进式扰动(TID)	268
§ 7.2	电离层 F 层中的内波	269
§ 7.3	内重力波对无线电波信号产生的高频多普勒 (HF-Doppler)频移	272

§ 7.4	E_s 形成的风剪变理论	276
§ 7.5	大气涡度方程、位涡守恒	280
7.5.1	大气涡度方程	280
7.5.2	位势涡度守恒原理	281
§ 7.6	罗斯比(Rossby)波的水平传播	283
7.6.1	β -平面	283
7.6.2	罗斯比数	284
7.6.3	静态行星波与行进式行星波	284
§ 7.7	罗斯比波的垂直传播	286
7.7.1	对数压力坐标中的流体力学方程组	287
7.7.2	行星波垂直传播的纬向平均涡度方程与 扰动位涡方程	288
7.7.3	对流层中行星波向上传播条件	292
§ 7.8	行星波与纬向平均气流的相互作用	294
§ 7.9	平流层与中层大气的能量	300
§ 7.10	行星波对低电离层的影响	301
7.10.1	无线电波冬季吸收反常	301
7.10.2	行星波上传时大气环流状态变化对冬季 吸收反常的影响	302
7.10.3	行星波上传使中层加热及其对电波吸收的影响	303
§ 7.11	行星波对 VLF 和 LF 电波传播的影响	309

第八章 电离层的非线性效应

§ 8.1	电磁场中等离子体的非线性效应	312
8.1.1	电磁场中电子电导率和介电常数	312
8.1.2	电子碰撞频率与电子温度的关系	314
8.1.3	电子在波场作用下的加温	315
8.1.4	等离子体场 E_p , 等离子体非线性的产生	318
8.1.5	伸缩非线性	319

§ 8.2	无线电波对电离层的非线性作用	320
8.2.1	强电波对电离层电子和离子的加热	320
8.2.2	电离层电子和离子浓度扰动	322
8.2.3	低电离层中强电波的影响	323
§ 8.3	无线电波的自作用	329
§ 8.4	电波调制的改变	334
8.4.1	强波振幅调制的变化	335
8.4.2	谐波的产生和非线性检波	338
§ 8.5	电波的互作用	340
8.5.1	交叉调制	341
8.5.2	受扰区内传播的电波吸收变化	344
8.5.3	组合频率电波的产生	346
§ 8.6	波的断裂	349
§ 8.7	电离层非线性现象的其他特征	351
8.7.1	电波折射的变化	351
8.7.2	电离作用	352
8.7.3	不稳定性的激发	352
第九章	电离层探测技术简介	354
§ 9.1	磁离子理论的主要结果	356
9.1.1	相速度和群速度	356
9.1.2	A-H公式	357
9.1.3	色散曲线	360
9.1.4	折射指数面	363
§ 9.2	垂直入射探测	364
9.2.1	电离层对电波的反射	364
9.2.2	垂测仪和电离图	365
9.2.3	顶部探测	369
9.2.4	电子浓度参数和剖面	371

9.2.5	数字测高仪	376
§ 9.3	斜向探测	376
9.3.1	斜传播、跳距和最大可用频率	376
9.3.2	有关定理	378
9.3.3	平面抛物层中的斜传播	380
9.3.4	斜测电离图	382
9.3.5	Chirp 雷达	385
§ 9.4	返回斜向探测	386
9.4.1	聚焦效应	387
9.4.2	最小时延与 $P'(f)$ 曲线	390
9.4.3	电离图分析	395
9.4.4	MUF 的确定, FXZ 选频系统	397
§ 9.5	多普勒和法拉第测量	399
9.5.1	波的频率和相位变化	400
9.5.2	微分多普勒技术	403
9.5.3	法拉第旋转	406
9.5.4	一些实验结果	410
§ 9.6	哨声测量	412
9.6.1	射线方向	415
9.6.2	群速度和时延	416
9.6.3	电离层与磁层参量的确定	419
§ 9.7	电波吸收测量	420
9.7.1	电波的振幅变化	420
9.7.2	电离层吸收	421
9.7.3	吸收的测量技术	425
9.7.4	电波 A3 吸收测量中的定标	428
9.7.5	吸收测量的应用	433
附录 1	参考文献索引	435
附录 2	关于(7.7.13)式和(7.7.14)式的推导	438

第一章 绪 论

地球电离层是地球高层大气被电离了的部分。其较低部分称为电离层,而较高部分则称为磁层。按无线电工程师协会(IRE)的定义,电离层是以地面 60km 以上到磁层顶之间的整个空间,在那里“存在着大量的自由电子,足以影响无线电波的传播”。而磁层则是“地磁场对电子运动有决定性影响的那部分电离层”。

§ 1.1 电离层物理研究简史

纵观电离层物理研究的发展史,它是一部从实验到理论总结,理论反过来又指导新的实验,新的实验结果又促进新理论的提出与发展的历史。早在 18 世纪,人类就已观测到地磁场中小的周日变化。1839 年, Gauss 推测这些变化起源于大气层中的电流, Stewart 于 1882 年第一次提出著名的“大气发电机”理论。随后由 Schuster(1908)和 Chapman(1919)等人以定量的形式进一步发展。

1887 年, Hertz 证实电磁波存在的实验导致了无线电科学的兴起。1890 年, 俄国人 Popov 进行了短距离无线电报传输试验。1896 年, 意大利人 Marconi 获得了无线电报的第一个专利之后, 随着每次实验的成功而增加了传输距离。1901 年 12 月, 他成功地进行了从英格兰到加拿大东海岸的跨越大西洋的无线电传输试验, 这个结果为当时流行的绕射公式所不能解释。于是, 1902 年美国 Kennelly 和欧洲人 Heaviside 独立地指出高层大气中的导电层反射无线电波是 Marconi 跨越大西洋无线电通信成功的原

因。自此以后的一个时期内,人们称这种能反射无线电波的导电层为“Kennelly-Heaviside层”。

Taylor(1903)和 Flerming(1906)先后提出太阳紫外线是上层大气层中气体的电离源的理论。1925年,Appleton和 Barnett, Breit和 Tuve用脉冲探测的实验证实了理论的正确性。实验还证明,白天 Kennelly-Heaviside层的高度大约是100km。Appleton相继发现回波从不同高度上反射回来。他开始用字母E、F来表示从较低的层与较高的层反射回的信号电矢量,后来又用D、E、F这些字母表示相应的层。R. A. Waston于1926年使用了“电离层”(ionosphere)这个术语。

实验工作的发现,迅速推动了理论工作的进展,Hulburt(1928)和Chapmann(1931)关于大气层电离及电离层形成理论被公认为电离层现代理论的起点。1932年,Appleton建立了完整的磁离子理论,并提出了计算电波折射指数的Appleton-Hatree公式。

第二次世界大战期间及战后,由于政治、经济和军事上的需要,电离层及无线电波传播的研究得到了空前迅速的发展。1957年苏联第一颗人造地球卫星的发射成功,开创了空间科学的新纪元。1957~1958年的国际地球物理年及1964~1965年的国际宁静太阳年期间实施了两个国际合作研究计划,给地球物理的研究,尤其是电离层的研究以巨大推动。到80年代,地面及空间飞行器上的许多新探测技术的使用,以及电子计算机的发展和应用,得到了大量有关电离层的新知识,并逐步完善了对磁层的认识。

在电离层及电波传播研究发展的历史长河中,业余无线电爱好者是一支活跃的队伍。正是他们在第一次世界大战之前就发现了波长在200米附近的信号能跨越北大西洋传播。1923年初,波长下降到90米(3.3MHz)的实验获得成功。结果指出,频率越高,信号越强。

在我国,电离层研究开始得较晚。第二次世界大战之前,我国

研究电离层的只有少数几个人。陈茂康等先生和任之恭等先生先后于1936年和1944年分别在上海和昆明观测了E层和F层的日蚀效应。桂质廷教授于1937年用一套自制的仪器开始了对武汉电离层的垂直观测,发现武汉这样低的地磁纬度(19.1°N ,武汉地理纬度是 30.6°N)的F2层具有异常高的电子浓度。随后,梁百先教授于1947年在《Nature》上,龙威灵教授于1949年在《J. G. R》上先后发表了有关电离层电子浓度的纬度分布的论文。武汉大学一批老教授为我国的电离层研究工作做了开创性的工作。目前,武汉大学电离层的研究工作取得了长足的进步。1978年,随着武汉大学电波传播与空间物理研究所的成立,各种规模的研究组逐步形成,并在各自的研究领域取得了一个又一个新成果。

§1.2 电离层物理研究的主要内容

电离层物理要解决的问题包括:电离大气层的结构、成分;层结和剖面;离子化学——产生和消失过程、产生和损失速率;动力学;电离层和磁层之间的电离输运、北半球和南半球间的电离输运;F层的扩张、收缩、夜间的维持;热平衡和热量的输运;电子能量分布;电场、电流、发电机效应、中性粒子的阻力;等离子体对流、哨声波导、等离子体层顶的位置和运动等等。此外,电离层探测技术的研究也是十分有意义的工作,正是由于各种各样的新技术的应用促进了本学科的发展。

以上关于电离层等离子体的研究内容大致上还可以分成以下四个方面:

1. 最大的研究领域是电离层的不同层中的离子成分,包括正常的宁静日变化,产生于一些局部现象的行为特征,以及与季节的、太阳周期的影响相关的更广泛的变化。

2. 第二个研究方向是电离层等离子体的动力效应,包括由重力、压力梯度力、中性大气层的运动和电场引起的离子扩散和漂移

运动。

3. 近来为人们关注的、也许是最缺乏了解的研究领域是有关电离层的热结构,这包括不同的热源、各种等离子体成分的温度以及主要的热汇。

4. 电离层研究的最新的领域涉及到磁层过程和电离层行为之间相互作用的程度问题以及电离层与低层中性大气层之间的耦合。已经知道电离层通过离子沿磁力线的日常涨落和流动给磁层提供大部分等离子体,也许更重要的是发源于磁层的电场引起电离层等离子体大范围的运动,且通过碰撞在热层中的中性大气中产生风。

§ 1.3 电离层物理研究的最近发展

由于人造卫星的发射成功,卫星通讯及卫星探测的发展以及在过去几十年中开展的几次国际联合观测,为全球电离层状况提供了丰富的资料。为了在更大范围内研究电离层,研究者们都认为应将电离层作为整个高层大气的一部分,从它与磁层和中性大气的关系以及相互作用中,或者更广泛地,是从研究日地空间各种相互作用的过程中来研究它的形成、运动及变化规律。这种观念性的转变,给电离层研究带来了一些重大的变化。这些变化可归结为:

1. 研究空域的扩展。电离层作为高层大气的一部分,它的研究空域向上扩展到磁层边界,向下与中层大气衔接。如上所说,磁层与电离层等离子体之间的耦合作用、对流作用以及中层大气热状态对电离层的影响,都是重大的研究课题。特别是近年来对平流层、中层活动及其与电离层关系的研究与测量结果使人们愈来愈强烈地感觉到电离层的“气象控制”作用。低电离层物理作为研究低电离层与高层大气的中、下部中性大气物理特性的联系,而单独发展成为一门涉及到大气科学、等离子体物理及电离层物理等

的多学科边缘性的交叉学科。

2. 探测频段的展宽。用于电离层、磁层研究的频段从几十赫到10千兆赫以上,大大突破了短波范围。甚低频激发用于研究电离层、磁层波-粒子相互作用,10千兆赫以上频率用于研究电离层闪烁。射电星辐射则用于研究行星际风的闪烁。

3. 进行主动实验。电离层和磁层除了构成电波传播的主要媒质外,也是研究弱电离气体特性、等离子体不稳定性、电子和离子化学及物理过程的天然实验室,这种等离子体实验室与它的天然电磁场没有人为边界。70年代开展了人工可控近地电离层的实验,如电离层加热,人造极光、甚低频发射的人为激发,利用化学技术使局部电离层变态。

4. 多手段“立体”地综合探测。对中层—电离层—磁层进行综合研究已成为一大特点。现在,各国都采用多种手段对同一区域、同一参数或者用一种手段对不同区域、不同参数进行交叉探测,以获得各种数据,便于互相引证、对比进行综合分析,了解整个大气层中各种现象的内在联系。

5. 基本理论研究也在蓬勃发展。由于新技术的发展,新探测手段的出现,开拓性地出现了许多领域。这些又促进了电离层物理基本理论的研究。现在,电离层物理的研究已成为一门综合各类学科知识的边缘性很强的交叉学科。与此同时,一些传统的基础性的研究仍在发展。如短波场强计算这样的课题是自电离层传播研究开始就有的,它带动电离层很多基础研究,至今还没有一个公认满意的计算方法,因此,C. C. I. R(Consultation Committee on the International Radio)还在不断推荐着新的研究成果。

第二章 中性大气层

§ 2.1 中性大气层结构

如前所述,电离层是离化的中性大气层。作为电离层背景的中性大气层,当其物理参数如压强 p 、温度 T 、密度 ρ 及组成成分发生变化时;或者大气动力学、运动学、热力学及能量学变化时,必将影响电离层物理特性的变化。为研究电离层物理,首先了解中性大气的一些物理特征是必要的。

(1) 中性大气压强、温度、密度和成分的分布。

中性大气层压强 p 、密度 ρ 、温度 T 和组成成分随高度 h 变化。图 2.1 给出了典型的中性大气层温度 T 随高度变化〔图 2.1 (a)],及温度的高度纬度变化〔图 2.1(b)]。由图可见,对流层(troposphere)中温度 T 随高度 h 减少。在对流层顶(tropopause)下降到 200 K 左右的极小值。一般地,在赤道地区,对流层顶在 18km 左右,温度为 190K。中纬为 15km 左右,温度为 200K;在高纬极地地区,其高度约为 8km,温度约为 220K。在大于 20km 处的平流层(stratosphere)中 T 增大。在 50km 附近的平流层顶(stratopause)温度达 300K 左右的极大值。在中层(mesosphere) T 又下降,直到接近 80km 的中层顶(mesopause)温度降至 200K 左右的极小值。在更高的高度上,在热层(thermosphere),温度又单调上升,开始变化很快,随后, T 随高度变化相当慢。在不小于 300km 高度上温度可看成是常数,其值在 2000K 左右,称为

逃逸层温度,通常记为 T_{∞} 。

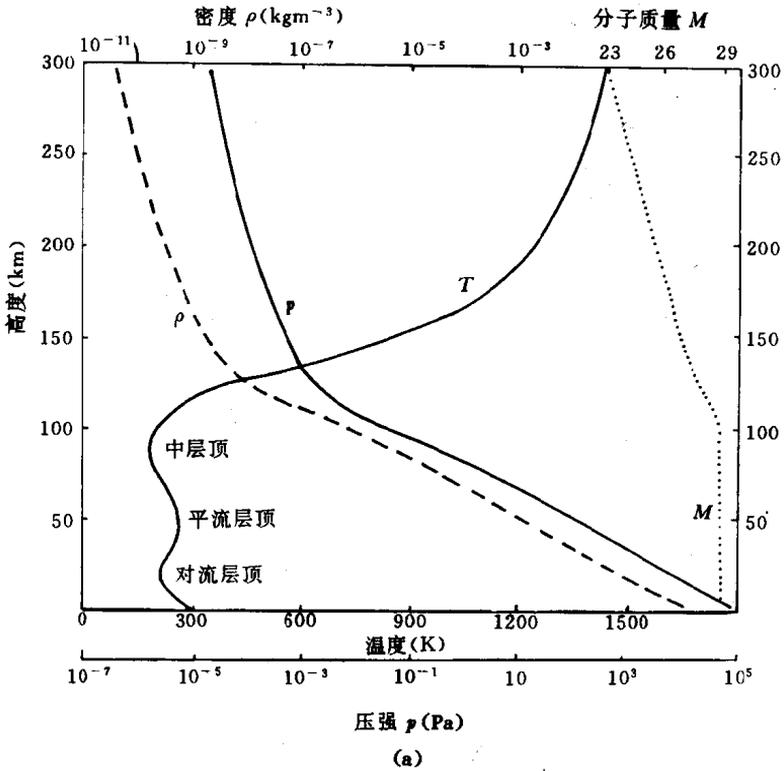
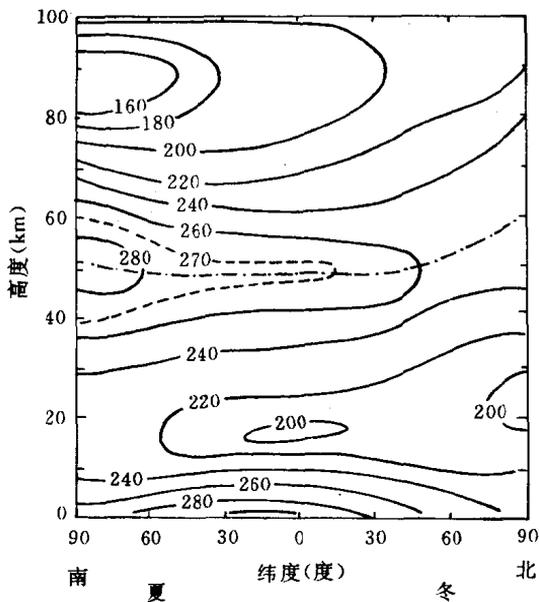


图 2.1(a) 温度随高度变化

从图 2.1(b) 中可见全球温度的分布有如下特点: 首先在 80km 左右的中层顶, 夏季半球的温度低于冬季半球的温度, 形成中层顶的温度梯度的“倒置”。其次热带对流层顶存在着低温凹槽, 其温度远低于中纬的相应部分。这种反常的全球分布是大气层动力学的效应。假定在绝热的条件下, 气块上移时并膨胀冷却, 反之则绝热压缩升温。冷的夏季中层顶及热带对流层顶必定伴随着气体的上升运动。热带对流层的向上运动是从下面受力的, 因此它代表了中层大气与低层大气相耦合的一种方式。特别是热带地区, 云和降水的形成常伴随着蒸发潜热的释放。它提供了驱动



(b)

两至日大气的温度结构

图 2.1(b) 温度的高度纬度变化

对流层顶大部分向上运动所需要的能量。这种耦合是研究“电离层气象控制”的重要基础和关键。

在 105km 至 120km 之间的湍流层顶(turpopause)以下,大气湍流使大气各种成分完全混合,其主要成分由 N_2 与 O_2 等双原子分子组成,分别占 80% 和 20%。平均分子量随高度变化不大,称为均质层(湍流层)。此时大气压强 p 及密度 ρ 随高度 h 变化由式

$$\begin{cases} p = p_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right) \\ \rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right) \\ H = \frac{kT}{mg} = \frac{RT}{g} \end{cases} \quad (2.1.1)$$

确定,其中 p_0 、 ρ_0 是参数点的压强和密度。 H 称为标高 (scale height), 一般是 T 与 m 的函数。 k 是 Boltzmann 常数, R 是气体常数, m 是平均分子量, g 是重力加速度, T 是大气温度。在湍流层顶以下, 如果取平均温度为 250K, H 约为 7km。在 80km 高度上压强和密度大约是地面上相应值的 1.1×10^{-5} , 而成分不变。具有 (2.1.1) 式所描述性质的大气结构, 称为分层结构, 简称为层结。地球大气层具有层结特征。

在大于 100km 高度上, (2.1.1) 式不适用。超过 100km 以后, 一些新的因素开始起重要作用。白天, 波长小于 1750\AA 的太阳辐射离解分子氧而成为原子氧, 夜间三体复合很慢, 以致氧保持为原子态。大气主要成分将是单原子分子。与均质层相反, 由于大气组成变化而使平均分子量变化, 扩散分离变得重要。在此区域平

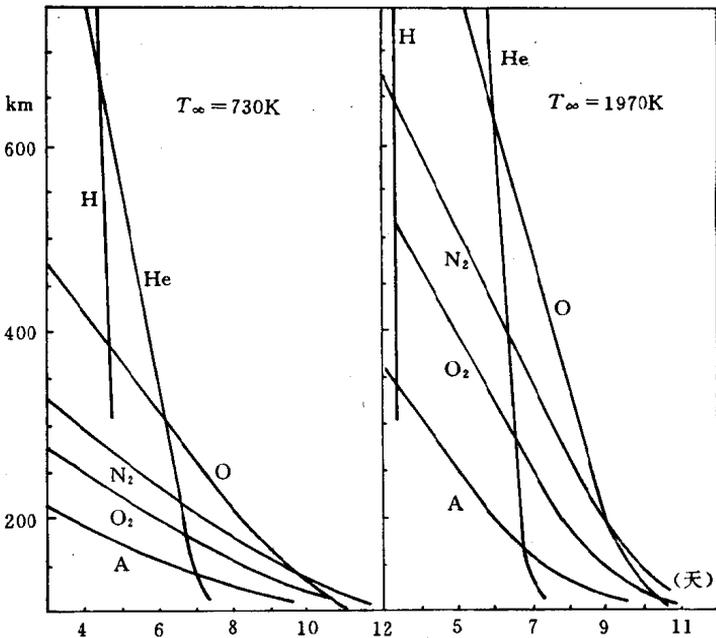


图 2.2 热层中不同气体浓度的对数随高度变化

均分子量重量随高度变化,标高不再是个常数,因此大于 100km 的区域又称为异质层。大于 100km 热层中不同气体浓度垂直分布见图 2.2。由图可见热层中的主要成分是原子氧(O)。相比之下在所有高度上原子氮(N)则是次要成分。

在远大于 300km 的高度上,具有小原子量大标高的成分 H 和 He 成为主要成分。最终氢原子(H)必定起主要作用。在此高度上压强之低致使气体原子的平均自由程可以跟标高相比或大于标高。原子在地球重力场中的运动轨迹几乎不受碰撞的影响。大于 300km 的区域称为逃逸层(exosphere)。

(2) 全球风系的高度纬度分布。

全球大气风系也是人们比较关注的。大气层中最容易测量的动力学量是沿纬圈方向的风速——纬向风。图 2.3 给出测量的平

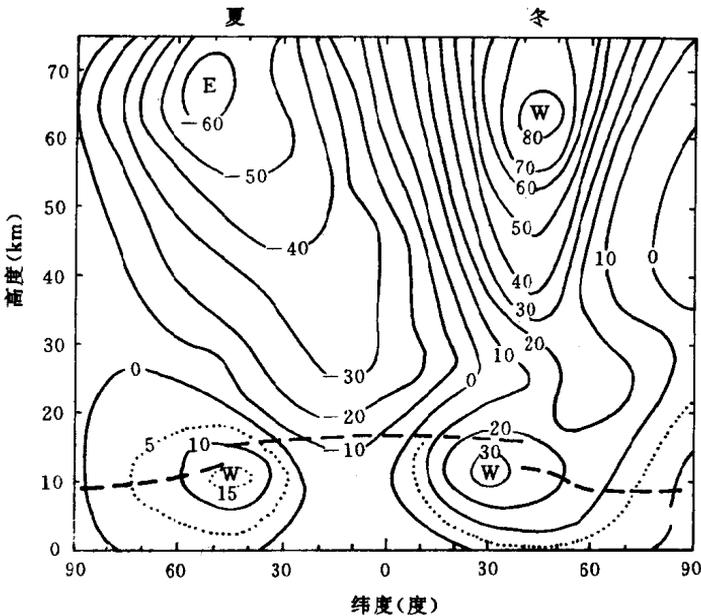


图 2.3 大气平均纬向风速分布
W-西风 E-东风

均纬向风(对经度平均)典型的纬度—高度分布。其特点是在冬季半球上空盛行西风,并在纬度 45° , 高度 60km 处有西风的最大值。在夏季半球低空是西风,在高空盛行东风。在纬度 50° 和高度约 70km 处有东风的最大值。以后我们将会看到,冬季半球上空的盛行西风在能量的上行传输中起着至关重要的作用。使用雷达技术可以在特定地点测量中层的平均经向风(子午风)。图 2.4 表示在阿拉斯加的 Poker Flat 站测得 90km 附近高度上经向风的长时间平均值。它与 Nostrom(1982)等人总结的在不同地点同样高度测得的结果比较一致。测量的数值大致可以看作代表了 90km 高度上空的平均经向风(子午风)。

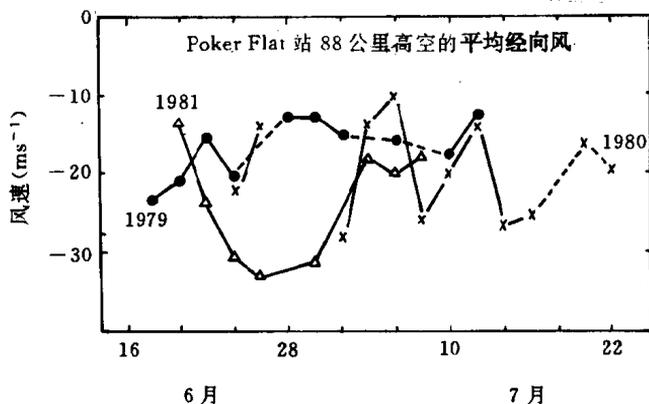


图 2.4 中层的经向风

时常观测到纬向风速和风向有较大的局地变化。特别在冬季平流层,这些变化与来自对流层的强迫准稳定行星波存在有关。图 2.5 给出夏季和冬季测得的温度场和位势高度场(位势高度将在下一节详述)。一般地,局地风近似沿等位势高度线吹(地转风)。夏季温度场和位势高度场几乎与纬圈平行。不存在重大的波动结构。局地风在纬圈方向几乎是均匀的,这种流型可以叫做纬向对称型。在冬季高空,温度、位势高度以及与之相联系的流

型,作为所在经度位置的函数,呈现出相对的高与低的区域(波动结构)。于是在某些经度上出现跨纬线的流动——子午方向的流动。这种流型是纬向不对称的。从图 2.5 看出,波的结构为在经圈方向并呈现为一个主要脊(高)和一个槽(低)。是优势波数为 1 的型式。观测表明,波数小于 3 的大尺度行星波可以解释平流层中大多数的波动结构。波动的存在在化学成分的输送及大气动力学

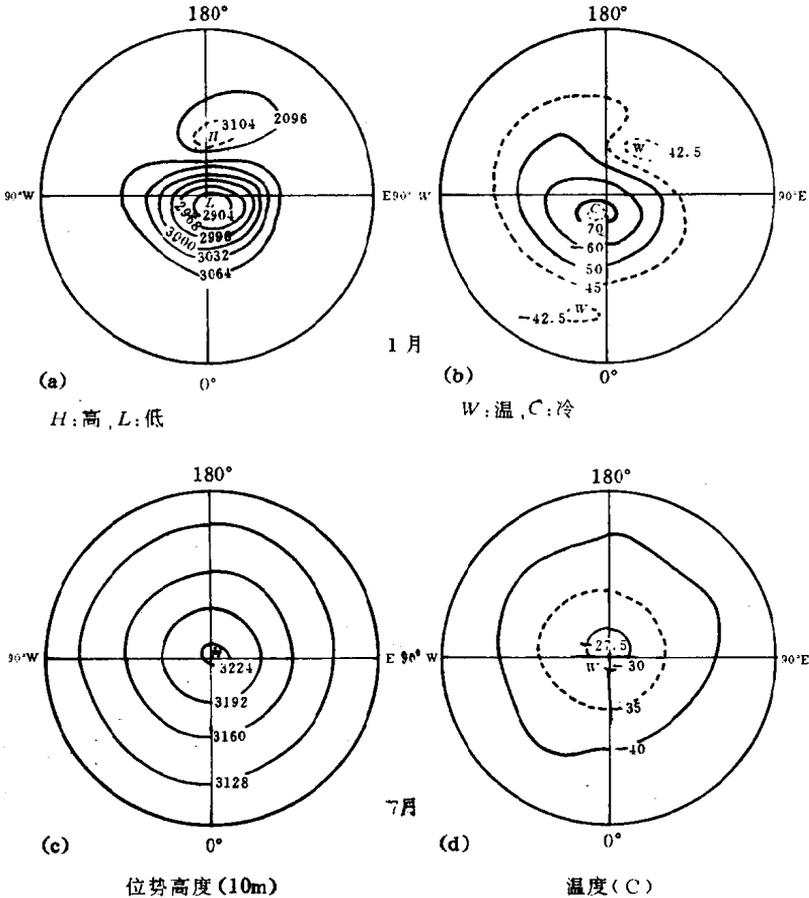


图 2.5 北半球 10hPa 高度上典型的位势高度场 (单位:10 米)和温度场

理论描述有着重要的作用。据称,大气行星波上传可能是引起冬季电波吸收反常的原因之一。

(3) 湍流扩散系数的垂直分布。

大气动力学中除了风以外,高层大气化学成分输运的另一个重要机制是扩散。如前所述,扩散在热层是重要的。它主要通过原子和分子随机运动而发生在分子的层次上。在较低的高度上,所有的输运过程都来自气块的运动而不是个别粒子的随机运动。对于所讨论的时空尺度远小于运动尺度的运动而言,这种运动可以认为是一种扩散,它在形式上代表了湍流混合过程。我们称之为涡旋扩散。在相关距离上涡旋扩散将产生混合而不是有序运动。实验中,往往用火箭施放易于检测的物质,然后监测该物质随时间的弥散,从而测出大气各层的扩散系数。图 2.6 给出某些观测结果。测量表明,在 80km 至 90km 上空扩散系数有一极大值。冬季平流层顶也有一极大值。夏季平流层顶未观测到有扩散产

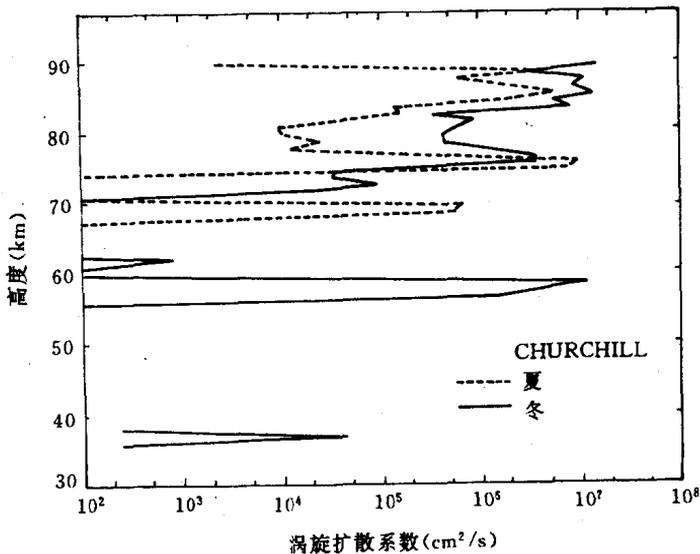


图 2.6 从示踪剂实验得到的湍流扩散系数

生。平流层中湍流扩散率或许比由纬向风引起的平流小,使得直接观测它的效应相对而言要困难些。与风引起的平流输运相比较,辨认本质上是真正扩散输运,并估计二者的大小在高空大气物理学中是一个困难而重要的问题。

§ 2.2 大气动力学

前节已了解到动力学在温度分布中的重要性图(2.1(b))。本节讨论对电离层有影响的大气各种形式的运动,包括大气的定常运动——风及大气波动。

2.2.1 中性大气运动方程

假定大气是不可压缩的($\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$)则单位质量气体的运动速度 \mathbf{V} 满足以下运动方程

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \nabla \Psi + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{V} - \nu_{ni}(\mathbf{V} - \mathbf{V}_i) \quad (2.2.1)$$

其中 p 是压强, ρ 是密度, $\boldsymbol{\Omega}$ 是地球自转角速度, $2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}$ 为科氏加速度, \mathbf{g} 是重力加速度。 Ψ 代表引潮力作用的标势, μ 是分子粘滞系数,一般设 μ 为常数。 $\nu_{ni}(\mathbf{V} - \mathbf{V}_i)$ 表示中性粒子和电离层离子之间由碰撞引起的“离子阻尼”项。 \mathbf{V}_i 是离子的漂移速度, ν_{ni} 是碰撞频率。

(2.2.1)式是速度 $\mathbf{V} = \mathbf{V}(u, v, w)$ 的三个标量方程。含有 u, v, w, ρ 与 p 五个未知量。为使方程成为闭合方程,引入连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (2.2.2)$$

和状态方程

$$p = \rho RT = mnRT = nkT \quad (2.2.3)$$

或者
$$p\alpha = RT \quad \alpha = \frac{1}{\rho} \quad (2.2.3a)$$

R 为气体常数, n 为数密度, 且有 $k = mR$ 为 Boltzmann 常数。在考虑单位质量的气体时, $m = 1$, 并有 $k = R$, $V = \frac{1}{\rho} = \alpha$, 引进本征微商记号 $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)$ 后, (2.2.2) 式又可写成

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho(\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0 \quad (2.2.2a)$$

对不可压缩气体, $\frac{d\rho}{dt} = 0$, 故而有 $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$ 。

至此, 已有五个方程, 但未知量多了一个温度 T 。考虑热力学第一定律:

$$dQ = c_v dT + p d\alpha \quad (2.2.4a)$$

由(2.2.3a)及 $c_p - c_v = R$ 的关系, 可得热流量方程

$$c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} = \frac{dQ}{dt} \quad (2.2.4)$$

其中 c_p 为定压比热。 $\frac{dQ}{dt}$ 代表单位质量空气在单位时间内所得到的热量, 称为非绝热加热量。方程组(2.2.1)~(2.2.4)构成了描述大气运动的完整流体力学方程组。加上适当边界条件, 原则上可求解任意大气运动。实际使用时, 往往根据应用情况对方程组进行必要的简化, 而突出主要的物理意义。作为一个实例, 考虑静止大气, 此时 $\mathbf{V} = 0$, 压力顶与重力平衡, 方程(2.2.1)简化为

$$\rho \mathbf{g} = \nabla p$$

或者
$$\frac{dp}{dh} = -\rho g \quad (2.2.5)$$

并应用方程(2.2.3), 积分上式可以得到前述的(2.1.1)式。在大气处于运动状态时, (2.2.5)也非常好的成立。这是因为通常大气运动的垂直加速度远小于 g 的原故。

约化高度: 实用中经常采用一个用标高 H 为单位来量度而又无量纲的量 Z 来表示高度, 称为约化高度, 其定义为

$$dZ = \frac{dh}{H} \quad (2.2.6)$$

取参考高度 h_0 的 $Z=0$, 当 H 不随高度(等温大气)变化时有

$$Z = \int_{h_0}^h \frac{dh}{H} = \frac{h - h_0}{H} \quad (2.2.7)$$

于是(2.1.1)式又可成为

$$\begin{cases} p = p_0 e^{-Z} \\ \rho = \rho_0 e^{-Z} \end{cases} \quad (2.2.8)$$

和
$$n = n_0 \frac{T_0}{T} e^{-Z} \quad (2.2.8a)$$

T_0 、 n_0 分别是参考点上的温度及数密度。

柱体含量: 参考点 h_0 以上单位截面柱体中的总气体粒子数称为柱体含量, 记为 N_T , 且

$$N_T = \int_{h_0}^{\infty} n dh = \int_0^{\infty} n H dZ$$

由(2.2.3)与(2.2.8a)可以得到

$$N_T = n_0 H_0 \quad (2.2.9)$$

其中
$$H_0 = \frac{kT_0}{mg} \int_0^{\infty} e^{-Z} dZ \quad (2.2.10)$$

是参考点 $Z=0$ 上的标高。

位势、位势高度: 为精确地计算大气参数, 必须考虑 g 随高度的变化。在忽略离心力贡献时, 由万有引力给出 g 随高度变化为

$$g(h) = \frac{GM_E}{r^2} = g(0) \frac{R_E^2}{(R_E + h)^2} \quad (2.2.11)$$

式中 G 是引力常数, M_E 和 R_E 是地球的质量和半径。 $r = R_E + h$ 是径向地心距, $g(0)$ 代表在海平面 $h=0$ 的 g 值。

在重力场中, 如下定义重力位势 Φ

$$d\Phi = gdh \quad (2.2.12)$$

在选定参考点 h_0 后, 位势 Φ 成为

$$\Phi = \int_{h_0}^h gdh \quad (2.2.12a)$$

代表把单位质量气体从 h_0 移到 h 克服重力所做的功。由 (2.2.11) 式可知 $g = g(h)$ 是高度的函数, 将 (2.2.11) 代入 (2.2.12a) 中, 并令 $h_0 = 0$ 得到:

$$\Phi = \int_0^h gdh = \frac{R_E h}{R_E + h} g(0) \quad (2.2.13)$$

现假定在重力场中 g 是常数, 取 $h = h^*$, $h_0 = 0$, 则 (2.2.12a) 变成

$$\Phi = gh^* \quad (2.2.14)$$

令 (2.2.13) 与 (2.2.14) 中的 Φ 相等, 得到

$$h^* = \frac{R_E h}{R_E + h} \quad (2.2.15)$$

其中 h^* 称为位势高度。位势高度 h^* 可以用来代替 (2.1.1) 式中的 h 。

2.2.2 地转风和热成风

低层大气的大尺度水平运动通常满足“地转近似”(geostrophic approximation)。此时方程 (2.2.1) 中的 $\nabla\Psi$ 、 $\nabla^2\mathbf{V}$ 及 $\nu_{ni}(\mathbf{V} - \mathbf{V}_i)$

可以忽略, 在稳态情况下 $\frac{d\mathbf{V}}{dt} = 0$, 于是运动方程变成

$$2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (2.2.16)$$

在地心坐标系中(惯性坐标系)取 x 轴向东为正, y 轴向北, z 轴向上。令 φ 为地理纬度, λ 为经度。考虑到水平运动尺度为上百千米, 而垂直尺度仅为一个标高(10km)。如水平速度的典型值约为 10m/s, 垂直速度一般为 1cm/s。作为一级近似, 忽略垂直运动速度 w 。将 (2.2.16) 写成分量形式

$$\begin{cases} -2\Omega v \sin\varphi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ 2\Omega u \sin\varphi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{cases} \quad (2.2.17)$$

式中 u 、 v 为速度的 x 与 y 分量,在中高纬 $\Omega \cos\varphi$ 已作为小量略去。令 $f=2\Omega \sin\varphi$ 称为科氏参量,由此可以得出

$$\begin{cases} u = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \end{cases} \quad (2.2.18)$$

写成矢量形式,上式成为

$$\mathbf{V}_g = \frac{1}{f\rho} \mathbf{k} \times \nabla p \quad (2.2.19)$$

上式中 \mathbf{k} 是 z 方向的单位矢量。 $\mathbf{V}_g = (u, v)$ 称为地转风。由上式可见,地转风 \mathbf{V}_g 垂直于压力梯度 ∇p ,即地转风沿着等压线(面)吹。

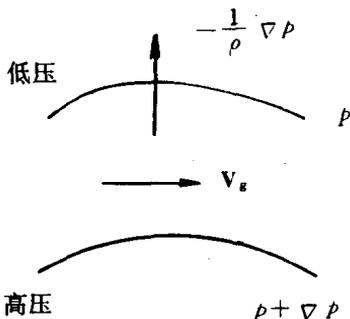


图 2.7 地转风 \mathbf{V}_g 的方向

在北半球, $f > 0$, 故高压区位于地转风 \mathbf{V}_g 右侧,在南半球,由于 $f < 0$, 故高压区在 \mathbf{V}_g 之左侧。

在静力平衡成立的大尺度运动中,气压随高度单调减少。因此可用 p 代替 y 作为纵坐标,即所谓的 p 坐标。如果 z 是某等压面 p 的高度,设此面相邻两点 A 、 B 具有相同的 y 坐标, A 、 B 二点间的气压差满足

$$\Delta p = \frac{\partial p}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial p}{\partial z} \Delta z = 0 \quad (2.2.20)$$

考虑到 $\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$, 代入上式有 $g \frac{\partial z}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$ 。对 $\frac{\partial z}{\partial y}$ 也有类似的考虑,并有 $g \frac{\partial z}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$ 。以上二等式即为

$$\frac{1}{\rho} \nabla_z p = g \nabla_p z \quad (2.2.21)$$

等式右边即等压面上 A 、 B 二点高度 z 的梯度，记为： $\nabla_{pz} = \left(\frac{\partial z}{\partial x}, \frac{\partial z}{\partial y} \right)$ ，等式左边即为 z 坐标系中的压力梯度项。此式表明在 z 坐标系中压力梯度项中的因子 ρ 在 p 坐标系中不再出现。可以证明，对于任意量 f ，在两坐标系中，时间导数 $\left(\frac{df}{dt} \right)_p = \left(\frac{df}{dt} \right)_z$ 。这在应用上是十分便利的。

在 p 坐标系中，考虑到定义 (2.2.12) 后，地转风方程 (2.2.19) 变成

$$\mathbf{V}_g = \frac{1}{f} \mathbf{k} \times \frac{1}{\rho} \nabla_z p = \frac{1}{f} \mathbf{k} \times g \nabla_z = \frac{1}{f} \mathbf{k} \times \frac{\partial \Phi}{\partial z} \nabla_z = \frac{1}{f} \mathbf{k} \times \nabla_p \Phi \quad (2.2.22)$$

在等压面 p_1 与 p_2 上 \mathbf{V}_g 分别写成

$$\begin{cases} \mathbf{V}_g(p_1) = \frac{1}{f} \mathbf{k} \times \nabla_p \Phi_1 \\ \mathbf{V}_g(p_2) = \frac{1}{f} \mathbf{k} \times \nabla_p \Phi_2 \end{cases} \quad (2.2.23)$$

二式相减，并令 $\mathbf{V}_t = \mathbf{V}_g(p_2) - \mathbf{V}_g(p_1)$ 为热成风，得到

$$\mathbf{V}_t = \frac{1}{f} \mathbf{k} \times \nabla_p (\Phi_2 - \Phi_1) \quad (2.2.24)$$

由状态方程和静力平衡关系可以得到

$$\frac{dp}{p} = -\frac{1}{RT} d\Phi \quad (2.2.25)$$

积分上式可得

$$\Phi_2 - \Phi_1 = R \bar{T} [\ln p_1 - \ln p_2] = R \bar{T} \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (2.2.26)$$

其中 \bar{T} 是两等压面之间的平均温度。将上式代入 (2.2.24) 式有热成风方程：

$$\mathbf{V}_t = \frac{R}{f} \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \mathbf{k} \times \nabla_p \bar{T} \quad (2.2.27)$$

式中, f 为科氏参量。由上式可见热成风是 p_1 与 p_2 两等压面上的地转风 \mathbf{V}_g 之矢量差。它与地转风 \mathbf{V}_g 矢量关系如图 2.8 所示。热成风沿着等 T 线(等温线)吹。同前一样。在北半球, 高温区将位于热成风之右侧。在南半球, 高温区将位于热成风之左侧。

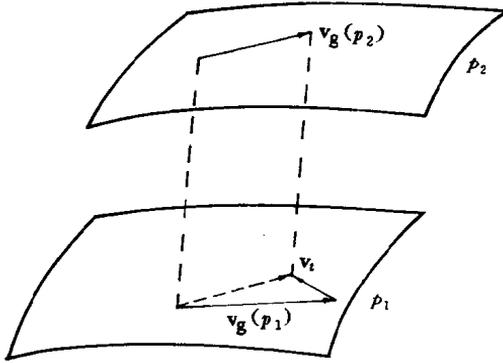


图 2.8 热成风 \mathbf{V}_t 与地转风 \mathbf{V}_g 的矢量关系

关于高层大气的热成风, 我们留待 § 2.4 中讨论。

§ 2.3 大气波动

大气中除了定常运动——风以外, 还存在着大量波长各异的波动。这些波动不仅影响全球及局部地区的天气及气候, 作为背景大气, 它也显著地影响电离层的物理特性。本节主要介绍与电离层有关的中性大气波动。

2.3.1 基本方程组的线性化

大气波动的讨论还是基于原始的流体力学方程组(2.2.1)~(2.2.4)。使用微扰法解此方程组便得到物理意义清晰的波动解。令方程组中的未知量取形式

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{V} &= \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}' = \mathbf{V}', \mathbf{V}_0 = 0 \\ \rho &= \rho_0 + \rho' \\ p &= p_0 + p' \end{aligned} \right\} \quad (2.3.1)$$

其中下标为“0”的量表示平均量,它们只是高度 z 的函数。带撇“'”的量是扰动量。这种扰动将会以波动形式向四周传播。第一个方程包括了3个分量方程 $u = u', v = v', w = w'$, 在略去高阶小量及“'”号后,在绝热情况下($dQ = 0$),得到如下小扰动的线性化闭合方程组

$$\left. \frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \right\} \quad (2.3.2a)$$

$$\left. \frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} \right\} \quad (2.3.2b)$$

$$\left. \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial z} + g \right) \right\} \quad (2.3.2c)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.3.2d)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{\partial p_0}{\partial z} = c^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right) \quad (2.3.2e)$$

式中 $c^2 = \gamma RT$ 是声速。 $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ 一般取 1.4。(2.3.2a)~(2.3.2e)

是讨论大气波动的基本方程和出发点。

浮力频率 N (Brunt-Väsälä 频率) 从(2.3.2d)与(2.3.2e)中消去 ρ , 考虑到 p_0, ρ_0 满足静力平衡关系(2.1.1), 可以得到

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \rho_0 g w = -c^2 \rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.3.3)$$

将(2.3.2c)取 t 微分, 然后与(2.3.2d)式消去 ρ , 联合(2.3.3)式消去 $\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$, 则可得

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) w + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{g}{c^2} \right) p = 0 \quad (2.3.4)$$

其中
$$N^2 = - \left[\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{g^2}{c^2} \right] \quad (2.3.5)$$

称 N 为浮力频率。 N 有时也写成 ω_0 。 N^2 的物理意义简述如下。设在某一 $z=0$ 处, 有一密度与它周围大气密度相同的气块。当它受到某种冲击上移了一个距离 ξ , 此时气块与周围密度不再相同。气块内的压力变化为

$$\delta p = -\rho_0 g \xi$$

设气块在移动过程中是绝热变化的, 则由关系式 $c^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\text{绝热}}$ 得出气块密度变化 $\delta\rho$ 与气压的变化为

$$\delta\rho = \frac{\delta p}{c^2} = -\frac{\rho_0 g \xi}{c^2}$$

另一方面, 在 ξ 距离内环境大气密度变化为

$$\delta\rho' = \frac{d\rho_0}{dz} \xi$$

所以在 ξ 高度上气块密度 $\delta\rho$ 不等于环境大气密度 $\delta\rho'$ 。按阿基米德定律, 二者密度之差将产生浮力而使质点发生运动。依浮力定义, 作用在气块上的力为:

$$g(\delta\rho' - \delta\rho) = g\xi \left[\frac{d\rho_0}{dz} + \frac{\rho_0 g}{c^2} \right] = -\rho_0 \xi N^2$$

气块的运动方程为
$$\rho_0 \frac{d\xi^2}{dt^2} = -\rho_0 \xi N^2$$

即
$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + N^2 \xi = 0$$

当 N 取不同值时, 方程的解是不同的。

(i) 如果 $N^2 > 0$, 方程有振动解 $\xi = A \cos Nt + B \sin Nt$, 振动频率为 N 。由于浮力作用使大气质点振动。振动向外传播就是通常所谓的重力内波。在不可压大气情况下 $\delta\rho = 0$ 。由 $c^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\text{绝热}}$ 可知 $c \rightarrow \infty$, 声波不能存在。于是(2.3.5)式简化为

$$N^2 = \frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \quad (2.3.6)$$

由此可见,大气振动完全是由于周围大气平均密度分布不均匀引起的。 $\frac{d\rho_0}{dz}$ 代表了大气的层结特征(2.1.1)。因此在大气振动中层结具有极大的重要性。在等温大气情况下(如热层),利用绝热方程

$p_0 = A\rho_0^\gamma$, A 是常数,及 $c^2 = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)_{\text{绝热}} = \gamma RT = \frac{\gamma p_0}{\rho_0}$, 可以推得

N 的另一种表达式

$$N^2 = \frac{(\gamma-1)g^2}{c^2} + \frac{g}{c^2} \frac{dc^2}{dz} = \frac{(\gamma-1)g^2}{c^2} + \frac{\gamma R g}{c^2} \frac{dT}{dz} \quad (2.3.7)$$

等温大气时, $\frac{dT}{dz} = 0$, 所以有

$$N^2 = \frac{(\gamma^2-1)g^2}{c^2} = \frac{\kappa RT}{H^2}, \kappa = \frac{\gamma-1}{\gamma} \quad (2.3.8)$$

是常数。在 F 层 N 的周期约为 14 分钟, 在对流层, 其周期约为 6 分钟。

(ii) 当 $N^2 < 0$ 时, 方程有 $\sim e^{Nz}$ 形式的解, 此时称气体是不稳定的。

(iii) 当 $N^2 = 0$ 时, 方程无振动解。大气无重力波形成。此时称气体处于临界稳态。由(2.3.7)式可知此时大气温度梯度(又称温度直减率)为

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{(\gamma-1)g}{\gamma R} = -\frac{\kappa g}{R} \quad (2.3.9)$$

如果 $g = 9.8\text{m/s}^2$, $\gamma = 1.4$, 代入 $R = 2.870 \times 10^{-1} \text{J/g} \cdot ^\circ\text{C}$ 值则可算出温度直减率约为 9.5°C/km 。对流层的平均温度直减率为 6.5°C/km 。因此, 对流层并不处于理想的绝热平衡中。

2.3.2 大气声重波(次声波)

1. 等温大气中的声重波

现只考虑一维运动这种比较简单的情况。适当选择坐标,使扰动的 y 分量为零,即 $v=0, f=0$ 的情况。设扰动量按如下方式变化

$$(z \text{ 函数}) \cdot e^{j(\omega t - k_x x)} \quad (2.3.10)$$

式中 ω 为波动频率, k_x, k_z 为 x 与 z 方向的波数。考虑到 $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$, $\frac{\partial}{\partial x} = -jk_x, \frac{\partial}{\partial z} = -jk_z$, 并使用 $c^2 = \gamma RT = \frac{\gamma g m R T}{m g} = \gamma g \frac{k T}{m g} = \gamma g H$ 关系, 方程(2.3.2)中的 d、a、c、e 式变成

$$\left. \begin{aligned} j\omega(\rho/\rho_0) - jk_x u + \left(-jk_z - \frac{1}{H}\right)w &= 0 \\ j\omega u &= jk_x \left(\frac{p}{\rho_0}\right) \\ j\omega w &= \left(jk_z + \frac{1}{H}\right)\left(\frac{p}{\rho_0}\right) - g\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \\ j\omega\left(\frac{p}{\rho_0}\right) - \frac{RT}{H}w &= c^2\left[j\omega\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) - \frac{1}{H}w\right] \end{aligned} \right\} \quad (2.3.11)$$

设场量为 $\mathbf{F} = \left\{ \frac{\rho}{\rho_0}, \frac{p}{\rho_0}, u, w \right\}$, 则(2.3.11)式可以写成矢量形式:

$$\mathbf{D} \cdot \mathbf{F} = 0 \quad (2.3.12)$$

\mathbf{D} 为矩阵(称为声重波算子):

$$\left[\begin{array}{cccc} j\omega & 0 & -jk_x & -jk_z - \frac{1}{H} \\ 0 & -jk_x & j\omega & 0 \\ g & -jk_z - \frac{1}{H} & 0 & j\omega \\ -j\omega c^2 & j\omega & 0 & (\gamma - 1)g \end{array} \right] \quad (2.3.13)$$

(2.3.12)有解的必要条件是矩阵(2.3.13)的行列式 $\det|\mathbf{D}| = 0$ 。

将(2.3.13)的行列式展开并等于零,得到声重波色散方程

$$\omega^4 - \omega^2 c^2 (k_x^2 + k_z^2) + g^2 (\gamma - 1) k_x^2 + j\omega^2 \gamma g k_z = 0 \quad (2.3.14)$$

上式是一个复数方程。根据问题需要,量 ω 、 k_x 、 k_z 中的一个或几个都可选为复数而使色散方程满足。现今 ω 是实数。由于大气分层的连续性,从一层到另一层 k_x 应连续不变,故 k_x 也应该是实数。于是只有 k_z 为复数,令

$$k_z = k'_z - jk''_z \quad (2.3.15)$$

代入(2.3.14)后,分开实部与虚部可得方程:

$$\text{实部: } \omega^4 - \omega^2 c^2 (k_x^2 + k'^2_x + k''^2_x) + g^2 (\gamma - 1) k_x^2 + \omega^2 \gamma g k''_z = 0 \quad (2.3.16)$$

$$\text{虚部: } \omega^2 k'_z (2c^2 k''_z + \gamma g) = 0 \quad (2.3.17)$$

从上式可以得到以下几种情况:

(i) 垂直风剪切:令 $\omega = 0$, $k_x = 0$, $k_z = k' - jk''$ 任意且不等于零。因为垂直相速为 $v_{pz} = \frac{\omega}{k_z}$, 所以 $v_{pz} = 0$ 。又因为水平相速 $v_{px} = \frac{\omega}{k_x}$ 为不定型,故 v_{px} 任意。因此在此情况下,如果压力、密度有扰动的话,因 $v_{pz} = 0$ 在垂直方向上的扰动为零,大气满足静力学平衡。由于水平扰动 v_{px} 的任意性(大小、方向),此即对应于大气中的风剪变情况。在 E 层高度(100km 左右)常常可以观察到风速的此类分布。它是 E_s 层形成的一个可能解释。

(ii) 表面波:令 $k'_z = 0$, $k_z = -jk''_z$ 是纯虚数,在垂直方向上无相位变化,且波 $\propto e^{k''_z z}$, 振幅随高度而增加,在某个高度上波振幅为无穷大。显然,在无界空间,此种波难以存在。因此波必须限制在有锐边界(大气性质强烈变化)的区域内,称为 Lamb 波或表面波。

(iii) 内波:此时 $\omega \neq 0$ (周期为几分钟到几百分钟), $k'_z \neq 0$ 。由(2.3.17)式得出

$$k''_z = -\frac{\gamma g}{2c^2} = -\frac{1}{2H} \quad (2.3.18)$$

于是场量 $\propto e^{\frac{z}{2H}} \cdot e^{-jk'_z z}$ 。波振幅随高度而增加,波被放大了。但波

能量 $\propto \rho_0 \mathbf{V} \cdot \mathbf{V}^*$, 而 $\rho_0 \propto e^{-\frac{z}{H}}$, $\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}^* \propto e^{\frac{z}{H}}$, 故能量 $\propto e^{-\frac{z}{H}} \cdot e^{\frac{z}{H}} = 1$ 保持常数(能量守恒)。近地 ($< 500\text{km}$) 大气是几乎无损耗介质, 波能量在上行传播过程中几乎无损耗。故波动可以上传到电离层高度而影响电离层物理特性。F 层中观测到的行进式电离层扰动 (TID) 就是声重波在电离层 F 层中的表现。

2. 内波色散关系: 将 (2.3.18) 式代入 (2.3.16) 式并注意到 $\frac{\omega}{c} = k_0$, 定义: $\frac{\gamma g}{2c} = \frac{c}{2H} = \omega_a$ 为声截止频率及 $N^2 = \frac{(\gamma-1)g^2}{c^2}$ (等温大气) 可以得到内波色散关系(此时近似有 $\omega_a \approx 1.1N$)

$$\frac{k_x^2}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}} + \frac{k_z^2}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}} = k_0^2 \quad (2.3.19)$$

$$\frac{k_x^2}{1 - \frac{N^2}{\omega^2}}$$

式中已令 $k_z = k'_z$, 为复波矢的实部。注意, 在以上讨论色散关系时, 场量 \mathbf{F} 的所有分量都应有 $e^{\frac{z}{H}}$ 因子。这些分量包括: $\frac{p}{\rho_0}$, $\frac{\rho}{\rho_0}$, u , w ; 如果还要考虑 y 分量时, 场量分量则变成 $\frac{p}{\rho_0}$, $\frac{\rho}{\rho_0}$, u , v , w 。

作变换: $n_x = \frac{k_x}{k_0}$, $n_z = \frac{k_z}{k_0}$, n_x 与 n_z 为折射指数 n 的 x 与 z 分量。则色散关系 (2.3.19) 变成

$$\frac{n_x^2}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}} + \frac{n_z^2}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}} = 1 \quad (2.3.20)$$

$$\frac{n_x^2}{1 - \frac{N^2}{\omega^2}}$$

一般地在 $\gamma = 1.4$ 时, $\omega_a > N$, 且有 $N \approx 0.904\omega_a$, 下面分三种情况对 (2.3.20) 式进行讨论:

(1) $\omega < N < \omega_a$ (内重力波), 此时波频率小于声截止频率 ω_a 。

于是有 $1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} < 0, 1 - \frac{N^2}{\omega^2} < 0$ 。(2.3.20)式中第一项为正,第二项为负。(2.3.20)式变成以下色散方程

$$\frac{\frac{n_x^2}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}}}{1 - \frac{N^2}{\omega^2}} - \frac{\frac{n_z^2}{\omega^2 - 1}}{\omega^2 - 1} = 1 \quad (2.3.21)$$

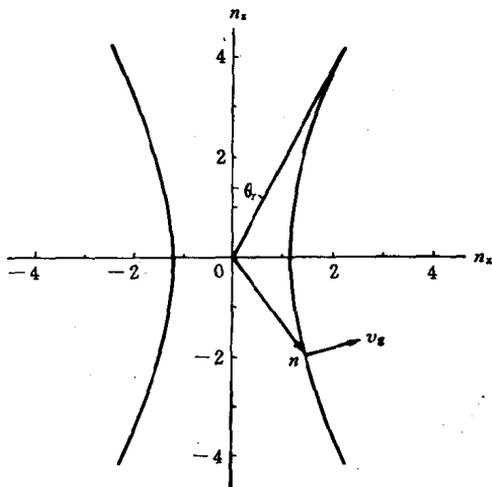


图 2.9 内重力波的折射率曲线。 $T_a = 13$ 分, $T_N = 14.5$ 分, $T = 30$ 分。
求得谐振角 θ 等于 28.9° 。绕 n_z 轴旋转曲线可得折射率曲面

此为一双曲线方程,其图如图 2.9。由图可见, n_z 是对称轴,故(2.3.21)式实际上是双曲面。从 O 点到曲线上一点的径向矢量是相速 v_p 。由群速 v_g 定义: $v_g = \nabla_k \omega$ 可知 v_g 平行于折射指数面上一点的法线。 $v_p \neq v_g$, 因此内重力波是有色散的波。特别地,我们注意到,尽管 v_p 有向下的分量,但 v_g 却有向上的分量。在色散曲线上 $n = \frac{c}{v_p} > 1$, 故相速 v_p 小于声速 c 。曲线的渐近线方程为

$$\sin \theta_r = \frac{\omega^2}{N^2} \quad (2.3.22)$$

在渐近线上 $n_x, n_z \rightarrow \infty$, 如果波以 θ_r 角入射, 则可能发生谐振, 相速变为无穷大, θ_r 称为谐振角。

(2) $N < \omega < \omega_a$ (称为内重力波截止区), 此时 $\frac{\omega_a^2}{\omega^2} - 1 > 0$, $\frac{N^2}{\omega^2} - 1 < 0$, (2.3.21) 中第一项将变负, n_x 可能是一虚数。由 $n_x = \frac{k_x}{k_0}$ 可知 n_x 为虚数, 要求 k_x 为虚数, 与前设矛盾。故无波存在。

(3) $\omega > \omega_a > N$ (声学区), 此时 $1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} > 0, 1 - \frac{N^2}{\omega^2} > 0$ 。色散方程(2.3.21)变成(2.3.20)式, 它是一椭圆方程。折射指数面成为封闭椭圆, n 不可能趋近无穷。在满足 $\omega^2 \gg \omega_a^2, \omega^2 \gg N^2$ 情况下, (2.3.20)变成

$$\text{即} \quad \left. \begin{aligned} n_x^2 + n_z^2 &= 1 \\ n^2 &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (2.3.23)$$

波变成各向同性的高频声波。

总结以上讨论结果, 在 $\omega-k_x$ 坐标中可以画出等温大气声重波

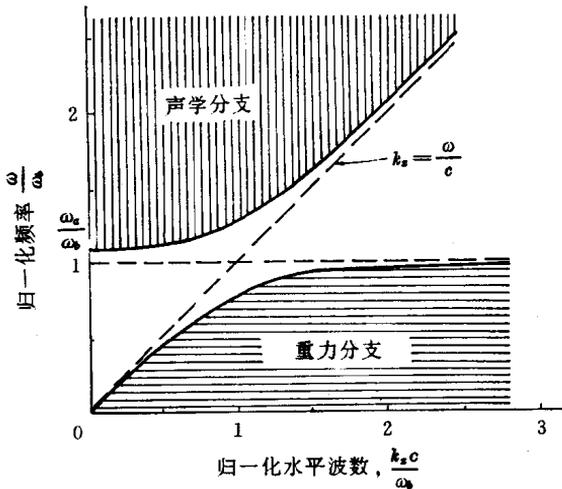


图 2.10 在等温大气中重力分支和声学分支的传播区域

的传播区域如图 2.10。两个传播分支以 $k_x=0$ ($k_x=k_0=\frac{\omega}{c}$) 的曲线作为边界。当 $k_x \rightarrow \infty$ 时, 对于重力分支, 边界线渐近地趋向 $\omega = N$ 即 $\frac{\omega}{N} = 1$ 曲线。对于声学分支边界线趋向于 $k_x = \frac{\omega}{c} = k_0$ 的曲线。与 $k_x \neq 0$ 相对应的曲线位于阴影区域的内部。

3. 内波在风分层等温大气中的传播。

在上层大气中可观察到很强的风。观测表明 E 层的风大致归结为稳定分量、潮汐分量和几小时内变化的短期分量, 在 F 层, 太阳加热使白天半球大气加热膨胀, 它随日下点移动而移动。二者相隔数小时, 结果产生压力梯度, 它与其他力一起推动中性大气而产生风。风主要在水平方向上, 速度可达 200m/s, 可与声速 c 相比拟。因此可以预期这些风会大大改变声重波的传播。这里, 只引用一些主要结果, 详细讨论可参考文献[9]。风的作用是引入多普勒漂移。 $\omega' = \omega - k \cdot V_0$, k 是波矢, V_0 为风速, ω' 为运动坐标

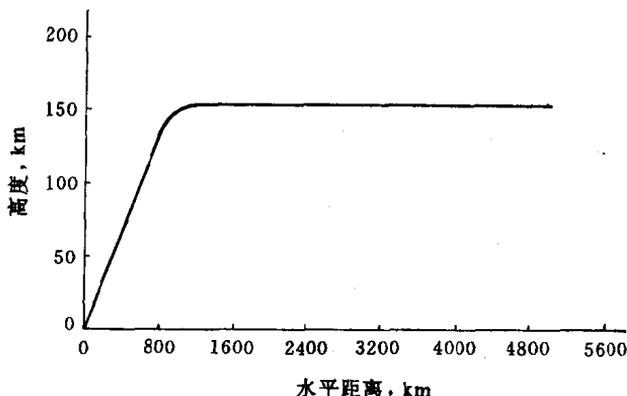


图 2.11 内重力波的群路径, 它显示了临界层的作用

中的频率。当风速随高度增加, 且在波传播方向上有正分量 $V_0 > 0$ (“顺风”) 时, 在某个高度上的波频率由于多普勒频移增大而趋向于零 ($\omega' \rightarrow 0$)。只要有非常小的损耗机构存在, 波就会受到严重

阻尼。这个高度称为临界层。波射线轨迹在临界层变成完全水平,如图(2.11)。此时称波被“捕获”了,又称为“重力波破碎”。重力波的“破碎”必定伴随着某种能量损耗的机制。它是波与其他形式运动的一种耦合。

当风速在传播方向有负分量 $V_0 < 0$ (“逆风”)时,其传播路径如图 2.12 所示。波在某层将产生反射(图 2.12)。

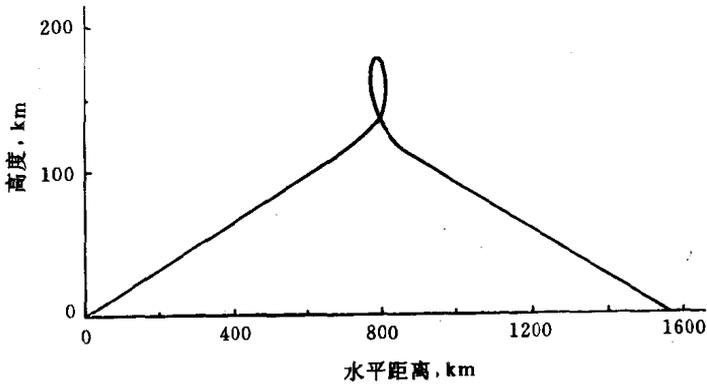


图 2.12 内重力波的群路径,它显示了在风分层大气中的反射

当背景风不够强,不能达到临界条件或发生反射时,射线必然穿过大气层(图 2.13)。

显然,在等温大气中背景风对内重力波传播有重大的影响。综上所述,我们可将波传播路径分为临界俘获、反射和穿透三种类型。如果还有横向水平风,传播路径可能偏离垂直平面。

2.3.3 等温大气的脉冲响应

迄今有关声重波的讨论都是对自由波进行的,还未涉及到波源或者有边界时波的变化。实际大气中有许多声重波源。在有关

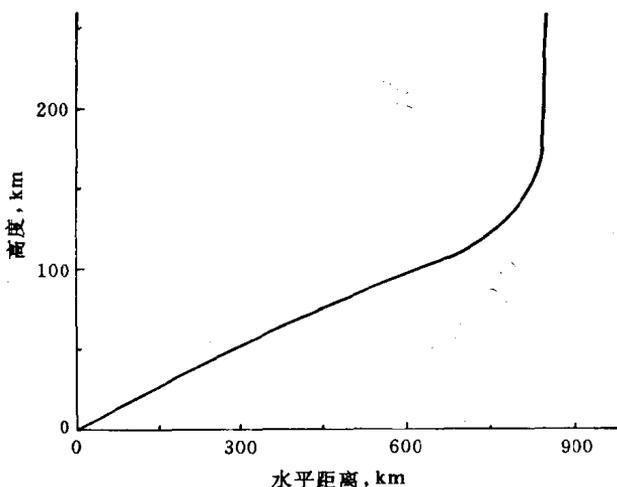


图 2.13 内重力波的群路径,它显示了在风分层大气中的穿透

波源的讨论中我们仅关心脉冲响应问题。理由是:(1)脉冲响应是格林函数,它是处理更复杂的源如线源、运动点源、运动线源的基本出发点。(2)大气中的某些过程可以用脉冲过程来近似,如核爆炸及航天飞机的爆炸等。(3)可用相当简单的解析形式求出格林函数的近似表达式。它们的适用性已得到实验数据的肯定。(4)在距振动源较远的观察区,在线度上可以认为源为点源而被研究得比较充分和完整。

数学处理上完全与自由波(2.3.12)式情况一样,不同的是在等式右边用源项 \mathbf{S} 取代了零。于是(2.3.13)式变成

$$\mathbf{D}\left(\nabla, \frac{\partial}{\partial t}\right) \cdot \mathbf{F} = \mathbf{S} \quad (2.3.24)$$

这里 \mathbf{F} 是场量且 $\mathbf{F} = \left\{ \frac{\rho}{\rho_0}, \frac{p}{\rho_0}, v_r, w \right\}$, $v_r^2 = u^2 + v^2$ 代表柱坐标中速度 \mathbf{V} 的水平分量, $\mathbf{D}\left(\nabla, \frac{\partial}{\partial t}\right)$ 为距阵

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} & 0 & \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial t} & 0 \\ g & \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} & 0 & \frac{\partial}{\partial t} \\ -c^2 \frac{\partial}{\partial t} & \frac{\partial}{\partial t} & 0 & (\gamma-1)g \end{pmatrix} \quad (2.3.25)$$

\mathbf{S} 为波源项,它可以是 ρ 、 p 、 v_r 、 w 或温度 T 。具体地,假定源项是 ρ 扰动中以 $q \cdot \text{kg/m}^3 \cdot \text{s}$ 质量产生率引起的,且 $q = q(\mathbf{r}, t)$ 。于是源项 $\mathbf{S} = \left(\frac{q}{\rho_0}, 0, 0, 0 \right)$ 。如果用 $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$, $\nabla = -jk$ 代入(2.3.25),则矩阵化为(2.3.13)式。将(2.3.25)式及 \mathbf{F} 、 \mathbf{S} 项表达式代入(2.3.24)式,可以求得关于 v_r 的方程为

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^4}{\partial t^4} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial z} \right) - N^2 c^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) v_r \\ & = -c^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) \left(\frac{q}{\rho_0} \right) \end{aligned} \quad (2.3.26)$$

其中 $N^2 = \frac{(\gamma-1)g^2}{c^2}$ 为等温大气的浮力频率。使用 $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$ 可将上式变换到频域中求解(傅立叶变换)。于是(2.3.26)成为

$$\begin{aligned} & \left(\omega^4 + \omega^2 c^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial z} \right) - N^2 c^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) v_r(\mathbf{r}, \omega) \\ & = \frac{c^2}{\rho_0} (\omega^2 - N^2) \frac{\partial q(\mathbf{r}, \omega)}{\partial r} \end{aligned} \quad (2.3.27)$$

将上式 $\times \rho_0^{\frac{1}{2}}$, 并令 $q_l = \rho_0^{\frac{1}{2}} v_r$ 。从 $\rho_0 = \rho_{00} e^{-\frac{z}{H}}$, (ρ_{00} 为非扰部分 ρ_0 在 $z=0$ 处的密度)可以求得

$$\left. \begin{aligned} & \rho_0^{\frac{1}{2}} \frac{\partial v_r}{\partial z} = \frac{\partial q_l}{\partial z} + \frac{q_l}{\partial H} = \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2H} \right) q_l \\ & \rho_0^{\frac{1}{2}} \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{4H^2} \right) q_l \end{aligned} \right\} \quad (2.3.28)$$

由此代入上式消去 $\frac{\partial v_r}{\partial z}$ 和 $\frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}$ 项, 等式两边同除以 $c^2(\omega^2 - N^2)$ 而使方程(2.3.27)成为

$$\left[\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\omega^2}{\omega^2 - N^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{\omega^2 \omega^2 - \omega_a^2}{c^2 \omega^2 - N^2} \right] \mathcal{U} = \frac{1}{\rho_0^{\frac{1}{2}}} \frac{\partial q(\mathbf{r}, \omega)}{\partial r} \quad (2.3.29)$$

式中 $\omega_a = \frac{c}{2H}$ 为声截止频率。

再作变换

$$\begin{cases} r' = r \\ z' = z \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (2.3.30)$$

由上式中第二式可知

$$\frac{\omega^2}{\omega^2 - N^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{1}{1 - \frac{N^2}{\omega^2}} \frac{\partial^2}{\partial z'^2} = \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \quad (2.3.31)$$

$$\text{所以有 } \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\omega^2}{\omega^2 - N^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial r'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2} = \nabla'^2 \quad (2.3.32)$$

将(2.3.32)式代入(2.3.29)就有

$$\left[\nabla'^2 + \frac{\omega^2 \omega^2 - \omega_a^2}{c^2 \omega^2 - N^2} \right] \mathcal{U}(\mathbf{r}', \omega) = \rho_0^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial q(\mathbf{r}', \omega)}{\partial r'} \quad (2.3.33)$$

现在 \mathcal{U} 的算子变成亥姆霍兹算子。它用格林函数表示的逆变换是已知的。解非齐次方程(2.3.33)必须要找出格林函数。定义满足下式的格林函数 G

$$\begin{aligned} & \left[\nabla' + \frac{\omega^2 \omega^2 - \omega_a^2}{c^2 \omega^2 - N^2} \right] G(\mathbf{r}', \omega) \\ &= \frac{\delta(z) \delta(r)}{2\pi r} = - \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2} \right) \delta(z') \delta(r') \end{aligned} \quad (2.3.34)$$

式中使用了 $\delta(z) = \delta \left[\frac{z'}{\left(1 - \frac{N^2}{\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}}} \right] = - \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} \delta(z')$ 关系, 其

中 $\delta(r)$ 、 $\delta(z)$ 分别是 r 与 z 的 delta 函数, 且有 $\delta(ax) = \frac{1}{|a|} \delta(x)$ 的性质。(2.3.34) 式右边即为脉冲点源。方程的解是众所周知的推迟解

$$G(r', \omega) = \frac{\left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}}}{4\pi R'} \exp\left[-j \frac{\omega(\omega^2 - \omega_a^2)^{\frac{1}{2}}}{c(\omega^2 - N^2)^{\frac{1}{2}}} R'\right] \quad (2.3.35)$$

因为 $R'^2 = r'^2 + z'^2 = \frac{R^2}{\omega^2} \left(\omega^2 - \frac{N^2 z^2}{R^2}\right)$, 其中 $R^2 = r^2 + z^2$ 是原坐标(无“'”的)中的极轴。令

$$\omega_c = \frac{z}{R} N \quad (2.3.36)$$

在远离源区有 $z < R$, 故 $\omega_c \leq N$ 。于是有

$$R'^2 = \frac{R^2}{\omega^2} (\omega^2 - \omega_c^2) \quad (2.3.37)$$

在原坐标中格林函数形式为

$$G(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{4\pi R} \left(\frac{\omega^2 - N^2}{\omega^2 - \omega_c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{-j \frac{R}{c} \left[\frac{(\omega^2 - \omega_a^2)(\omega^2 - \omega_c^2)}{\omega^2 - N^2}\right]^{\frac{1}{2}}\right\} \quad (2.3.38)$$

格林函数求出之后, 与 $\rho_0^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial q(\mathbf{r}', \omega)}{\partial r'}$ 作用即可在频域解出非齐次方程的解 u , 进而解出 v_r 。在核爆炸等可以把源近似为脉冲点源的情况下, $G(\mathbf{r}, \omega) = u(\mathbf{r}, \omega)$ 。一般地(2.3.38) 反演到时域是比较困难的, 但在以下两种特殊情况下, 可以得出 G 在时域中的解析表达式。

(1) $r = 0$, 即观测点正在源上方, 如在爆心正上方测量(无线电波反射中点刚好在爆心上空)。此时 $R = z$, $\omega_c = N$, 格林函数成为:

$$G(0, z, \omega) = \frac{1}{4\pi R} \exp\left[-j \frac{R}{c} (\omega^2 - \omega_a^2)^{\frac{1}{2}}\right] \quad (2.3.39)$$

其傅氏逆变换为

$$G(0, z, t) = \frac{1}{4\pi z} \delta\left(t - \frac{z}{c}\right) - \frac{z\omega_a J_1\left[\omega_a\left(t^2 - \frac{z^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right]}{c\left(t^2 - \frac{z^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}} H\left(t - \frac{z}{c}\right) \quad (2.3.40)$$

其中 H 为阶跃函数 $H(t - t_0) = \begin{cases} 0 & t < t_0 \\ 1 & t > t_0 \end{cases}$, J_1 为一阶贝塞尔函数。

图 2.14 示出了 1979 年在我国西北地区核爆时, 在距爆心不远处观测到的响应曲线, 与 (2.3.40) 式结果基本相符。

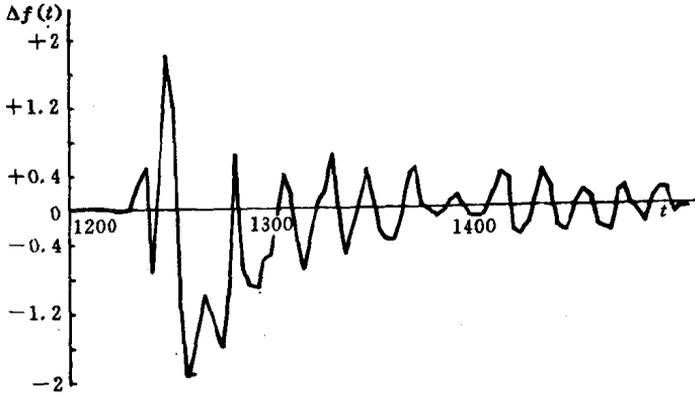


图 2.14 核爆时观测到的 Δf 频移曲线

(2) $\frac{z}{R} \ll 1$, 观测点远离源 (远区响应), 此时有 $\omega_c^2 \ll N^2$, $\omega^2 \ll N^2$. 近似地有 $\omega_a = N$, (2.3.38) 变成

$$G(\mathbf{r}, \omega) \approx \frac{1}{4\pi R} \frac{jN}{\omega^2 - \omega_a^2} \exp\left[-j \frac{R}{c} (\omega^2 - \omega_c^2)^{\frac{1}{2}}\right] \quad (2.3.41)$$

其逆变换为

$$G(\mathbf{r}, t) = \frac{N}{4\pi R} J_0\left[\omega_c\left(t^2 - \frac{R^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] H\left(t - \frac{R}{c}\right) \quad (2.3.42)$$

其中 J_0 为零阶贝塞尔函数, $H\left(t - \frac{R}{c}\right) = \begin{cases} 0 & t < \frac{R}{c} \\ 1 & t > \frac{R}{c} \end{cases}$ 是阶跃函数。

由(2.3.42)可见, 对脉冲点源而言, 在远离源处, 其响应以 $\omega_c = \frac{z}{R}N$ 作幅度衰减的振荡 [$J_0(x)$]。当 R 愈大于 z 时, 即距离愈远时 ω_c 愈低。同时也注意到, 当 $t \gg \frac{R}{c}$ 时, $J_0(x)$ 的渐近表达式 $\approx \cos x$, 是等振幅的余弦振荡。这些都为实验所证实 (例如图 2.14 曲线的后面部分)。当 $t \rightarrow \frac{R}{c}$ 时, $J_0(x) \rightarrow \infty$, 此时响应表达式已不适用了, 即响应达到的那一瞬间上式不成立, 故(2.3.42)表示的是长期特性。

除了脉冲点源外, 还有运动脉冲点源 (日食月影)、线源 (极光焦耳加热) 及运动线源 (日出日落线) 都有可能激发出声重波。限于篇幅不逐一在此叙述。

2.3.4 大气潮汐波

大气中除了周期为几分钟到上百分钟的声重波外, 还存在周期以小时计的波动——潮汐波。大气潮汐是大气层在重力、热力等力作用下产生的一种大尺度扰动。在太阳、月亮等星球的引潮力作用下, 可激发大气振荡, 其运动方向主要在水平方向上。其周期是太阳日 (24 小时)、太阴日 (24.8 小时) 及它们的谐波如太阳半日潮、太阴半日潮等。太阳辐射使大气加热而膨胀, 压力梯度力提供了激发大气潮汐的驱动力。这种潮汐也有 24 小时周期及丰富的谐波 (12、8、6 小时)。目前的研究表明后者是大气潮汐的主体。

在考虑潮汐运动时, 科氏力起重要作用。在忽略离子阻尼、粘滞力情况下, 设扰动大气是球对称的, 且处于静力平衡时, 应用小扰动线性化技术, 用 $\frac{\partial}{\partial t}$ 代替 $\frac{d}{dt}$, 可将运动方程简化为:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} = -\nabla \Psi \quad (2.3.43)$$

Ψ 代表引潮力作用的潮汐势。关于潮汐的讨论已有很多重要的结果,有兴趣的读者可参阅有关文献[5][6][9]。大气潮汐对电离层形态有重要的影响。研究表明,电离层 E 层高度的大气潮汐是大气发电机的驱动力。

2.3.5 大气行星波(大气长波、慢波、罗斯比波)

观测表明,在对流层上层,气压场或流场经常呈现波状,北半球有 3~5 个波(波长 $L=10^6\text{m}$)。其移动速度接近风速。它是大气水平运动产生的水平横波,并称之为大气长波或行星波。大气长波不仅与中短期天气过程关系密切,而且它是产生电离层无线电波“冬季吸收反常”的原因之一。在低电离层与中层大气耦合中起重要作用。罗斯比首先从理论上证明它是由于气流在南北扰动时在罗斯比参数 $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ 的作用下形成,所以又称之为罗斯比波。

我们从基本方程组(2.3.2a~e)出发来讨论罗斯比波。作变换

$$\left. \begin{aligned} U &= \left(\frac{\rho_0}{\rho_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2}} u, V = \left(\frac{\rho_0}{\rho_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2}} v \\ W &= \left(\frac{\rho_0}{\rho_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2}} w, P = \left(\frac{\rho_0}{\rho_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2}} p \end{aligned} \right\} \quad (2.3.44)$$

其中 ρ_{∞} 是 $z=0$ 时 ρ_0 值,可将(2.3.2)式变成

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{\rho_{\infty}} \frac{\partial P}{\partial x} - fV &= 0 \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho_{\infty}} \frac{\partial P}{\partial y} + fU &= 0 \\ \frac{1}{\rho_{\infty} c^2} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \left(\frac{\partial}{\partial z} - \Gamma \right) W &= 0 \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) W + \frac{1}{\rho_{\infty}} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \Gamma \right) P &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.3.45)$$

$$\text{式中} \quad \Gamma = \frac{1}{2\rho_0} \frac{2\rho_0}{\partial z} + \frac{g}{c^2} \quad (2.3.46)$$

从(2.3.45)前二式中消去 P 可得:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \beta V = 0 \quad (2.3.47)$$

其中 $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ 为罗斯比参数。再假定无垂直运动,且大气水平散度为零(无水平辐散,即 $\nabla \cdot \mathbf{V}_{//} = 0$),由(2.3.2d)式可知:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (2.3.48)$$

由此定义流函数 Ψ 为

$$U = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad V = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (2.3.49)$$

代入(2.3.47)式得到

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0 \quad (2.3.50)$$

设 Ψ 有 $\propto \exp[j(\omega t - k_x x - k_y y)]$ 的解,则有罗斯比波的色散关系

$$\omega = -\frac{\beta k_x}{k_x^2 + k_y^2} \quad (2.3.51)$$

相速

$$c_{px} = \frac{\omega}{k_x} = -\frac{\beta}{k_x^2 + k_y^2} = -\frac{\beta}{k_{//}^2} \quad (2.3.52)$$

$$k_{//}^2 = k_x^2 + k_y^2$$

如前所述,大气声重波相速 c_{px} 是有正负号的(参见图 2.9)。与声重波不同,罗斯比波相速只取负号。波只朝一个方向传播,其移速较慢,通常只有 -5m/s ,显然它是一种有色散的波。关于罗斯比波的进一步讨论将放在第七章。

§ 2.4 热层模式、热层风

迄今我们讨论的仅是大气低层的动力学问题。在分析 F 电

高层现象时,需要了解作为背景中性大气热层的特征。在实验资料的基础上,现在广泛地采用图表形式给出根据一定原理计算得到的大气压力、温度、浓度、组成等参量的分布。这就是所谓的“大气模式”(model atmosphere)。

2.4.1 热层模式——温度和密度分布

实验得到的热层温度随高度的变化大致如图 2.15 所示。其特点是,从较低的某一高度 h_0 出发,开始温度梯度较大,随后随高度增加而减少。在很高的高度上,温度趋近于一恒定值——逃逸层温度 T_∞ 。 T_∞ 与太阳活动密切相关,从太阳活动低年的 600K 左右到高年的 2000K 左右(图 2.15)。

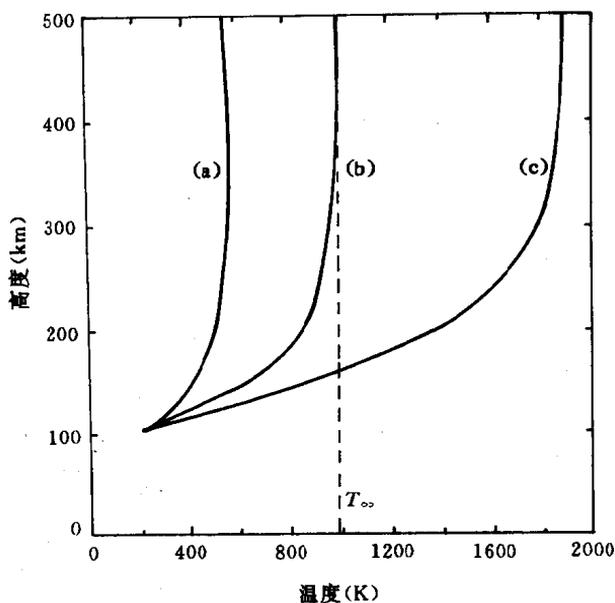


图 2.15 热层的平均温度,(a)、(b)、(c)对应于低、中、高太阳活动

Bates 于 1959 年提出一个解析模式。它用温度 T_0 (120km 处

的温度)、温度梯度 $S = \frac{dT}{dh}$, 120km 高度处的浓度及逃逸层温度 T_∞ 等参数来表示 120km 以上任意高度上各种成分的温度和浓度, 并可随地球物理参量和太阳参量的变化而调整上述参量的数值。以 h 表示高于 120km 的高度, 则温度 T 取如下形式

$$T(h) = T_\infty [1 - a \exp(-\tau h)] \quad (2.4.1)$$

其中

$$\begin{cases} a = 1 - \frac{T_0}{T_\infty} \\ \tau = \frac{s}{T_\infty - T_0} \end{cases}$$

除了 H 与 He 以外, 如果热扩散可以忽略, 则任何成分 X 的浓度

$n(X, h)$, 由公式 $n = n_0 \left(\frac{T_0}{T} \right) \exp \left[- \int_{h_0}^h \frac{dh}{H} \right]$ 来计算, 结果是

$$n(X, h) = n(X, 0) \left[\frac{1-a}{\exp(\tau h) - a} \right]^{1+\gamma} \cdot \exp(\tau h) \quad (2.4.2)$$

式中 $\gamma = \frac{1}{\tau H(X, \infty)} = \frac{1-a}{\tau H(X, 0)}$ 。而 $H(X, 0)$ 是成分 X 在 120km 处的标高。由实验资料, 对平均大气层取参数为

$$\left. \begin{aligned} T_0 &= 380\text{K}, S = 30\text{K/km}, T_\infty = 1050\text{K} \\ n(\text{O}, 0) &= 1.86 \times 10^{17} \text{m}^{-3} \\ n(\text{O}_2, 0) &= 3.95 \times 10^{16} \text{m}^{-3} \\ n(\text{N}_2, 0) &= 2.40 \times 10^{17} \text{m}^{-3} \end{aligned} \right\} \quad (2.4.3)$$

由此算出数密度 n 和温度 T 分布如表 2.1。

这些资料现在可以由非相干散射、火箭和卫星测量。Hedin 等人 1977 年制订了一个称做 MSIS 的大气模式, 它包括了可调节参量对地球物理和太阳因素的明显依赖关系。这些因素是余纬 θ , 本地太阳时间, 年时间, 表示太阳特征的指数 10.7cm 辐射量 $F_{10.7}$ 和磁指数 A_p , 但没有考虑经度变化。

取相当于中等扰动的太阳条件 $F_{10.7} = 150$, $A_p = 4$, 由此得到有关参量的平均值与表 2.1 中的结果相差不远。按 MSIS 模式

表 2.1 Bates 模式大气层的温度和数密度分布 $1.86(17)$ 表示 1.86×10^{17}

高度(km)	T(K)	O(m^{-3})	O ₂ (m^{-3})	N ₂ (m^{-3})
120	380	1.86(17)	3.95(16)	2.40(17)
140	776	4.7 (16)	5.6 (15)	4.0 (16)
160	938	2.6 (16)	2.0 (15)	1.6 (16)
180	1003	1.7 (16)	9.0 (14)	7.8 (15)
200	1031	1.1 (16)	4.4 (14)	4.1 (15)
250	1048	4.9 (15)	7.9 (13)	9.2 (14)
300	1050	2.1 (15)	1.5 (13)	2.2 (14)
350	1050	9.4 (14)	3.0 (12)	5.2 (13)
400	1050	4.2 (14)	6.0 (11)	1.3 (13)
450	1050	1.9 (14)	1.2 (11)	3.2 (12)
500	1050	8.8 (13)	2.6 (10)	8.2 (11)
600	1050	1.9 (13)	1.2 (9)	5.7 (10)
700	1050	4.4 (12)	6.4 (7)	4.3 (9)
800	1050	1.0 (12)	3.6 (6)	3.5 (8)

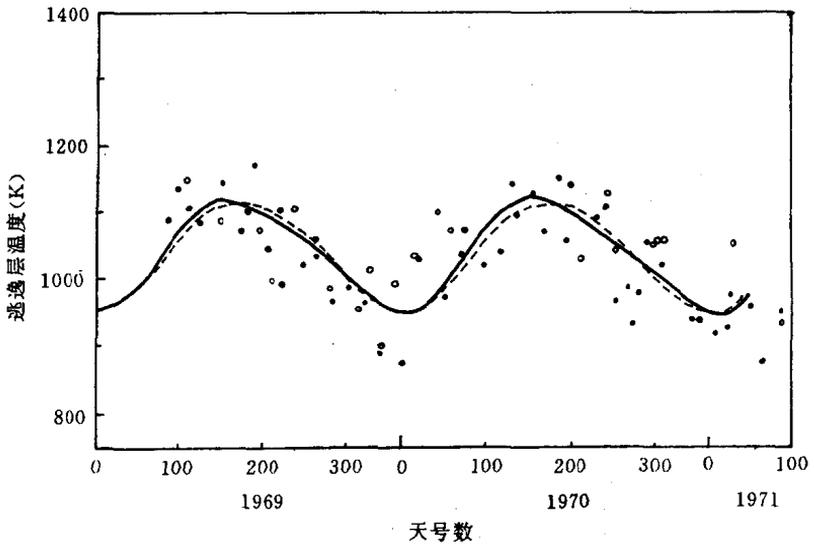


图 2.16 由 MSIS 模式及由雷达后向散射技术测量得到的平均逃逸层温度

$$T_0 = 386\text{K}, S = 25.48\text{K/km}, T_\infty = 1041\text{K},$$

$$n(\text{O}, 0) = 8.594 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$$

$$n(\text{O}_2, 0) = 3.3 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$$

$$n(\text{N}_2, 0) = 2.810 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$$

在图 2.16 中给出纬度为 45° , $F_{10.7} = 150$, $A_p = 7$ 时雷达后向散射观测的和由 MSTS 模式算出的 T_∞ 的日常变化值。图 2.17 则给出 Jacchia 模式算出逃逸层温度分布。

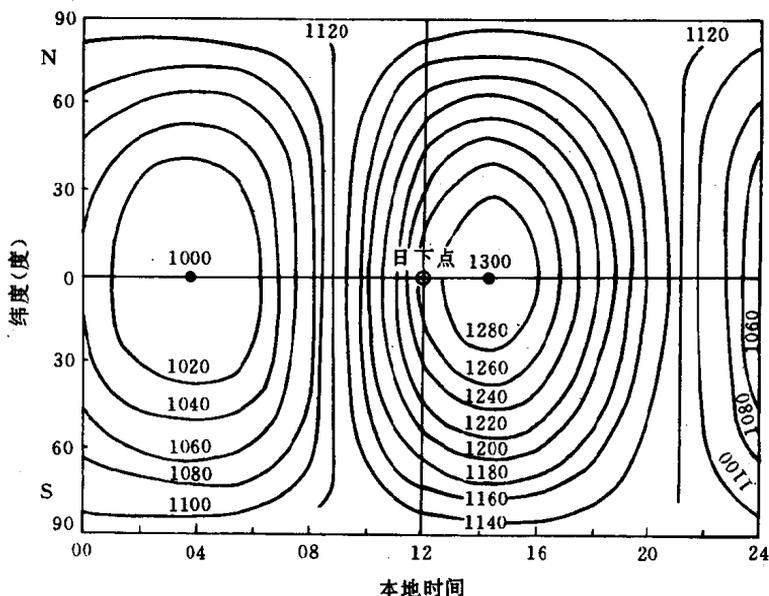


图 2.17 根据 Jacchia 模式计算出的春秋分逃逸层温度的分布,中等太阳活动性(太阳 10cm 通量为 155 单位)

2.4.2 热层风

如前节所述,高层大气吸收太阳辐射而加热。大约在 1400LT(Local Time)温度达极大值,它与日下点(Sub-Solar Point)相差 2 小时而同步运动。在此点大气膨胀形成一个凸起,0400LT

逃逸层温度最低,与极大值相差 30%。结果,在热层中产生很大的压力梯度,它是热层风的驱动力 $\left(-\frac{1}{\rho}\nabla p\right)$ 。

在热层高度上,随高度增加离子的影响增大,碰撞作用在一定高度上超过科氏力。离子只能沿磁力线运动。因此,离子对中性风的阻力使大气气流具有垂直于等压线的分量。这种阻力限制了风的速度。白天,因为有大量离子存在,风速比夜间小。风的强度在太阳活动高年要比低年小。

70 年代以来,热层风及其对 F 层影响成为电离层理论研究中最为活跃的课题之一。许多 F 层现象,如峰高度($h_m F2$)和峰值浓度($N_m F2$)的周日变化和赤道电离层异常都可用风很好地解释。风的影响在高纬电离层中尤为重要,在第四、五章我们将进一步讨论。

1. 运动方程及边界条件

(i) 运动方程 如果令 $\mathbf{F} = -\frac{1}{\rho}\nabla p$ 代表压力梯度力, $\mathbf{S} = \nu_{mi}(\mathbf{V}_i - \mathbf{V})$ 代表离子阻力,则(2.2.1)式化为热层风方程

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F} + \mathbf{S} + \frac{\mu}{\rho}\nabla^2\mathbf{V} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} + \mathbf{g} \quad (2.4.4)$$

其中粘滞力产生于风的剪变。风剪变在垂直方向上比较显著,故粘滞项成为 $\frac{\mu}{\rho}\frac{\partial^2\mathbf{V}}{\partial z^2}$ 。在惯性坐标系中写出(2.4.4)的三个分量方程为:

$$\frac{du}{dt} = F_x + \frac{\mu}{\rho}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + S_x + 2\Omega(v\sin\varphi - w\cos\varphi) \quad (2.4.5)$$

$$\frac{dv}{dt} = F_y + \frac{\mu}{\rho}\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + S_y - 2\Omega u\sin\varphi \quad (2.4.6)$$

$$\frac{dw}{dt} = F_z + \frac{\mu}{\rho}\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + S_z + 2u\cos\varphi - g \quad (2.4.7)$$

从以上方程直接求解 \mathbf{V} 是不可能的,实际求解时,根据情况要作相应的假设和简化。一般作如下考虑:

(ii) 压力梯度力 在垂直方向上压力梯度力几乎完全由重力所平衡, 满足静力学平衡。略去垂直运动后, 压力梯度的水平分量为

$$\left. \begin{aligned} F_x &= -\rho^{-1} \frac{\partial p}{\partial x}, & F_y &= -\rho^{-1} \frac{\partial p}{\partial y} \\ F &= (F_x^2 + F_y^2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (2.4.8)$$

计算风时, 压力梯度力由所选取的大气模式确定。因为

$$\rho = \sum_j m_j n_j, \quad p = \sum_j n_j k T = k_j T \sum_j n_j \quad (2.4.9)$$

(2.4.8)式可表示成

$$\left. \begin{aligned} F_x &= -\frac{k}{\sum_j m_j n_j} \frac{\partial}{\partial x} (T \sum_j n_j) \\ F_y &= -\frac{k}{\sum_j m_j n_j} \frac{\partial}{\partial y} (T \sum_j n_j) \end{aligned} \right\} \quad (2.4.10)$$

式中 m_j, n_j 分别是第 j 类气体分子的质量和浓度。 T 是中性大气的温度。一般热层模式给定了 T 和 n 的值, 它们均是时间和纬度的函数。考虑到关系式

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \\ \frac{\partial}{\partial y} &= \left(\frac{\partial y}{\partial \varphi} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \varphi} \end{aligned} \right.$$

及距地球表面 h 高处向东的线速度是

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \frac{2\pi(R_E + h)\cos\varphi}{86400} \quad \text{m/s}$$

$R_E = 6.37 \times 10^6 \text{m}$ 是地球半径, φ 是纬度。结果(2.4.10)成为

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{-k}{\sum_j m_j n_j} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (T \sum_j n_j) \left[\frac{86400}{2\pi(R_E + h)\cos\varphi} \right] \\ &= \frac{-k}{\sum_j m_j n_j} \left[\frac{86400}{2\pi(R_E + h)\cos\varphi} \right] \left[\frac{(T \sum_j n_j)_{t_1} - (T \sum_j n_j)_{t_0}}{t_1 - t_0} \right] \end{aligned} \quad (2.4.11a)$$

其中 T 、 n_j 均由大气模式给出。对每个时间步长由上式求出 F_x 。

对离地面 h 高处一点又有

$$\frac{\partial y}{\partial \varphi} = \frac{2\pi(R_E - h)}{360} \quad \text{m/度}$$

(2.4.10)的第二个式子变成

$$F_y = -\frac{k}{\sum m_j n_j} \left\{ \frac{360}{2\pi(R_E + h)} \right\} \left\{ \frac{(T \sum n_j)_{\varphi_1} - (T \sum n_j)_{\varphi_0}}{\varphi_1 - \varphi_0} \right\} \quad (2.4.11b)$$

其中 T 、 n_j 由两个纬度 φ_0 和 φ_1 的热层模式求得。对每一个纬度步长可以求出 F_y ，进而求出 F 。

(iii) 离子阻力 在中纬下层(300km左右)高度,对离子运动速度 V_i 的贡献来自(a)等离子扩散, 10m/s;(b)水平中性风, 夜间 100m/s, 白天 30m/s;(c)E层发电机产生电场引起的漂移。在此高度原子氧磁旋频率 Ω_i (≈ 300 rad/s)比离子-中性粒子碰撞 ν_{in} 大得多。离子基本上沿磁力线方向运动,而其大小等于中性风速度 V 在磁场方向上的投影。用数学式子表示就是

$$\left. \begin{aligned} V_i &= \frac{(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}}{B^2} \\ \text{或} \quad V_{i//} &= V_{//} \end{aligned} \right\} \quad (2.4.12)$$

其中符号“//”表示平行于磁场的分量。于是离子阻力 S 只与磁场方向有关,它只是磁倾角 I 和磁偏角 D 的函数。如果令 $D=0$, 离子速度 V_i 的水平分量为(见图 2.18)

$$\begin{cases} V_{ix} = 0 \\ V_{iy} = V \cos^2 I \end{cases} \quad (2.4.13)$$

S 的两个水平分量为

$$\begin{cases} S_x = -\nu_{ni} u \\ S_y = -\nu_{ni} v \sin^2 I \end{cases} \quad (2.4.14)$$

定义由下式确立的碰撞参量 K_{ni} :

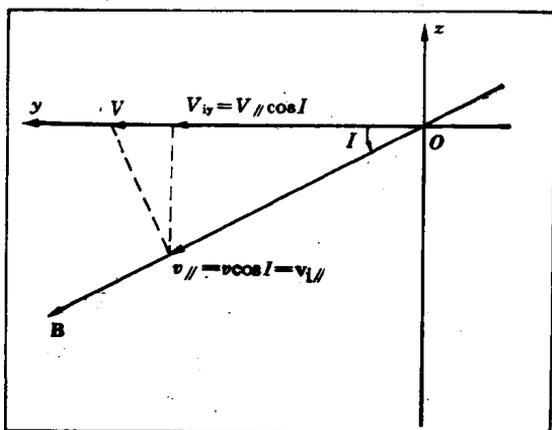


图 2.18

$$v_{ni} = K_{ni} N_i \quad (2.4.15)$$

其中 N_i 是离子浓度。电离层模式通常给出 N_i 的分布, 如对 Chapman- α 层其浓度高度分布为(见第三章)

$$N(h) = N_0 \exp \frac{1}{2} \{1 - z - e^{-z}\}$$

K_{ni} 与所涉及的成分有关。如对原子氧 O^+ , 其

$$K_{ni} = 7.3 \times 10^{-16} \left(\frac{T}{1000} \right)^{0.4} \text{ m}^3/\text{s}$$

(iv) 粘滞力 对氧原子(O), 其 $\mu = 4.5 \times 10^5 \left(\frac{T}{1000} \right)^{0.71} \text{ kg/m}\cdot\text{s}$ 在较大高度上, μ 认为是常数。因为 F 和 v_{ni} 都以与大气标高 H 差不多的尺度随高度而变, 可假设 \mathbf{v} 也有类似的变化且有 $\mathbf{v} \propto \exp\left[\pm \frac{h}{H}\right]$ 。粘滞项简化成 $\left(\frac{\mu}{\rho H^2}\right) \mathbf{v}$ 。 ρ 随高度上升而减少, 粘滞项向上急剧增大, 故可以认为在大的高度上粘滞性控制着大气运动(见图 2.19)。

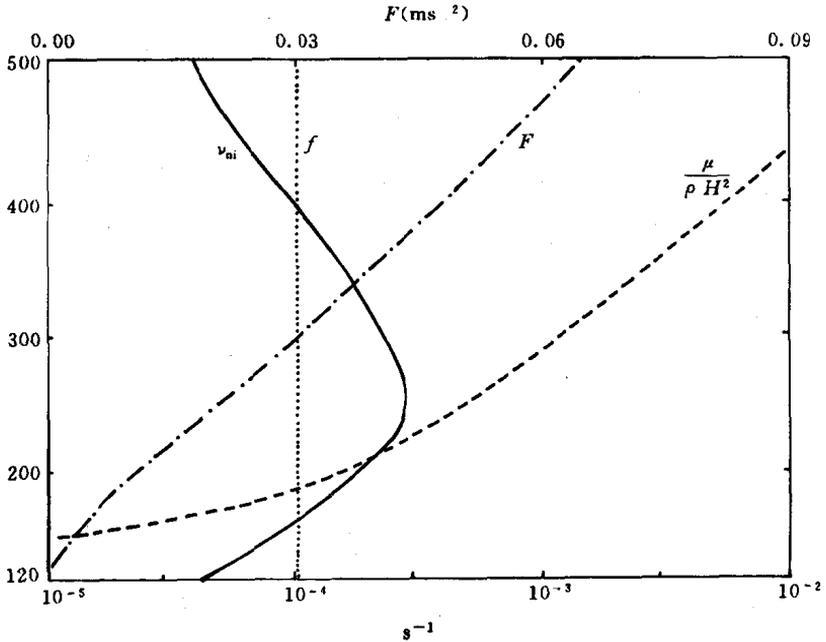


图 2.19 太阳黑子极小年中午时刻大气层的几个参量: F , 压力梯度力产生的加速度; f , 45° 纬度的科氏参量; $\frac{\mu}{\rho H^2}$, 归一化的动力粘滞参量

图 2.19 清楚显示了在不同高度上各个参量的作用。

(V) 边界条件

(a) 上边界条件。由于 $\frac{\mu}{\rho}$ 随高度增加很快, 在很高的高度上 $\frac{\mu}{\rho} \rightarrow \infty$, 要使粘滞项有限, 就要求 $\frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial z^2} \rightarrow 0$, 即 $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y} \rightarrow$ 常数。实际上在很高的高度上 $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} \rightarrow 0$, 即与高度无关。这是因为为了维持 \mathbf{V} 的梯度, 就必有一剪变力。而此力既不是梯度力, 又不是科氏力, 也不是离子阻力所能提供的。因此 \mathbf{V} 必定变得与高度无关 ($\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} = 0$), 这就是上边界条件。

(b) 下边界条件。作模式运算时,通常设在下边界(如在120km高度)上温度和密度不变,所以水平压力梯度为零,即 $u = v = 0$ 。现已有人证明,即使在120km高度上 $u \neq v \neq 0$,也不影响150km以上风的计算。

2. 热成风

首先假定可以忽略粘滞项,并假定离子的运动是由风引起的,即 $\mathbf{V}_{//} = \mathbf{V}_{i//}$ 。当 $\omega = 0, D = 0$ 时,考虑到(2.4.14)式,分量方程(2.4.5),(2.4.6)式变成

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= F_x - \nu_{ni}u + fv \\ \frac{dv}{dt} &= F_y - \nu_{ni}vs^2 - fu \end{aligned} \right\} \quad (2.4.16)$$

其中 $s = \sin I, f$ 为科氏参量。在稳定情况下 $\frac{d}{dt} = 0$, 上式的解为:

$$u = \frac{\nu_{ni}F_x s^2 + fF_y}{\nu_{ni}^2 s^2 + f^2} \quad (2.4.17)$$

$$v = \frac{\nu_{ni}F_y - fF_x}{\nu_{ni}^2 s^2 + f^2} \quad (2.4.18)$$

设 θ, ψ 分别是地理北顺时针量得的风和压力梯度力的方位角,则有:

$$\tan \theta = \frac{u}{v}, \tan \psi = \frac{F_x}{F_y} \quad (2.4.19)$$

由(2.4.17)、(2.4.18)两式可得:

$$\tan \theta = \frac{\nu_{ni}^2 s^2 \tan \psi + f}{\nu_{ni} - f \tan \psi} \quad (2.4.20)$$

下面对(2.4.20)式进行讨论

1) 如果 $|f| \gg \nu_{ni}$, 科氏力起主要作用,由式(2.4.17)给出:

$$u = \frac{F_y}{f}, v = -\frac{F_x}{f} \quad (2.4.21)$$

风速大小和方向由

$$V = |\mathbf{V}| = \frac{F}{|f|}, \tan \theta = -\cot \psi \quad (2.4.22)$$

决定。此时解得 $\theta = \psi \pm 90^\circ$, (在北半球取“+”号, 在南半球取“-”号), 风垂直于压力梯度力(图 2.20), 此即 § 2.2.2 中提到的地转风。

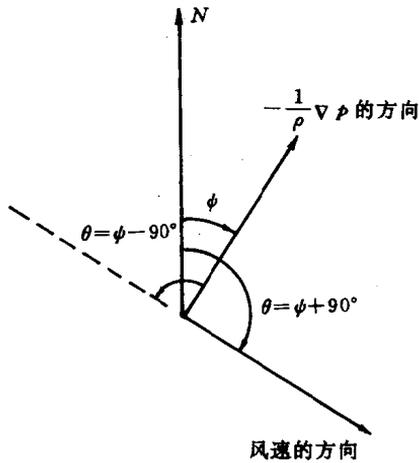


图 2.20

2) 如果离子阻力起主要作用, 即 $|f| \ll \nu_{ni} s^2$, 则有

$$u = \frac{F_x}{\nu_{ni}}, v = \frac{F_y}{\nu_{ni} s^2} \quad (2.4.23)$$

风速大小和方向为

$$\left. \begin{aligned} V = |\mathbf{V}| &= \frac{\left(F_x^2 + \frac{F_y^2}{s^4} \right)^{\frac{1}{2}}}{\nu_{ni}} \\ \tan \theta &= s^2 \tan \psi \end{aligned} \right\} \quad (2.4.24)$$

上式表明,如果 $s=1$ (磁极),或者,如果 $\psi=0^\circ, \pm 90^\circ$ 或 180° (等压线在南北方向或东西方向),风恰好平行于压力梯度力,即风是横穿等压线的。否则,离子阻力的作用将使风稍微偏向于午圈。在这种情况下,在纬度 65° ($s^2 \approx 0.8$) 偏转量大约只有 6° 。当 $\psi = \pm 45^\circ$ 或 $\pm 135^\circ$ 时,这种偏转量最大。

3) 在一般情况下,风与驱动力的方位成一锐角,并可由(2.4.20)算出。它近似地由下式决定

$$\tan(\theta - \psi) = \frac{f}{v_{ni}} \quad (2.4.25)$$

如果 $s=1$ 或 $\psi=0$,则上式是精确表达式。当 $v_{ni} = |f|$ 时,则 $|\theta - \psi| = 45^\circ$ 。

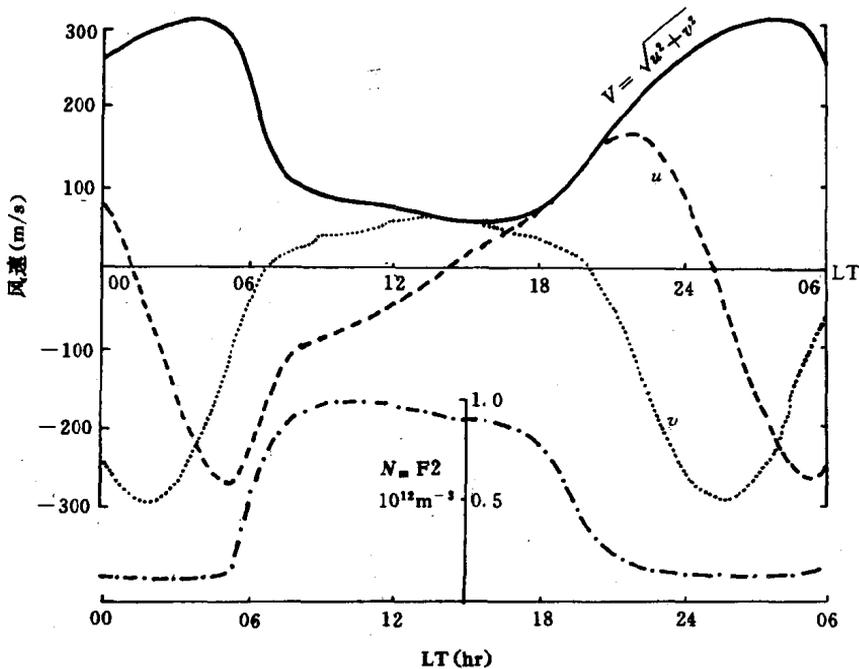


图 2.21 300km 高度上风速的本地时间变化及计算的 $N_m F2$ 的日变化

3. 计算实例:

图 2.21 给出了 Rüster(1971)对中纬风的计算结果。计算的条件是: $51^{\circ}N, 10^{\circ}E, I = 66^{\circ}, D = -4^{\circ}$ 春秋分点, 中等太阳活动性 ($F_{10.7} = 160$)。以磁宁静条件下的 Jacchia 大气模式为基础, 并假设电子、离子、中性大气温度相等, 且不包括电场。

图 2.21 说明风速 V 在昼夜之间有很大差别, 由对比 $N_m F2$ 的周日变化可知, 这主要是由于离子阻力不同而引起的。 u 与 v 的周日变化平均值并不为零。平均说来, 向西的和向赤道的风占优势。其他的一些计算表明, 当太阳活动性减小时, 风速增大。以上特点在图 2.22 中更为明显。

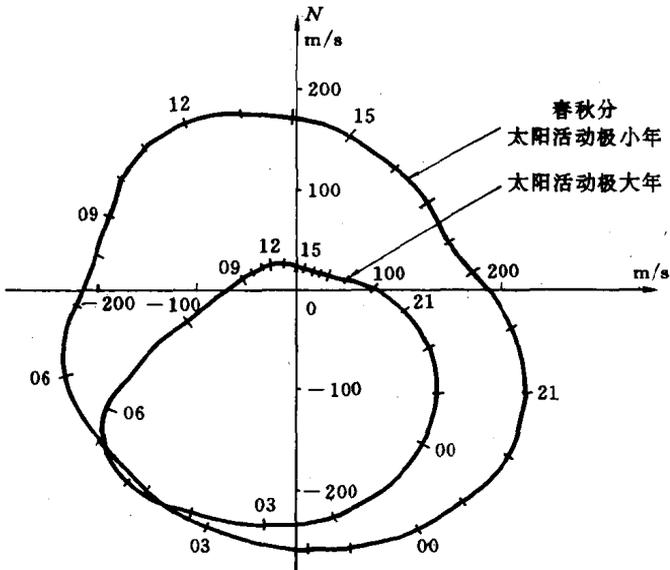


图 2.22 春秋分在 $40^{\circ}N, 300\text{km}$ 高度上风速矢量的计算轨迹

图 2.23 给出了 Amayene 1975 年以另一种形式表示的计的风。可以看出, 白天主要是向极地风, 夜间主要是向赤道风。

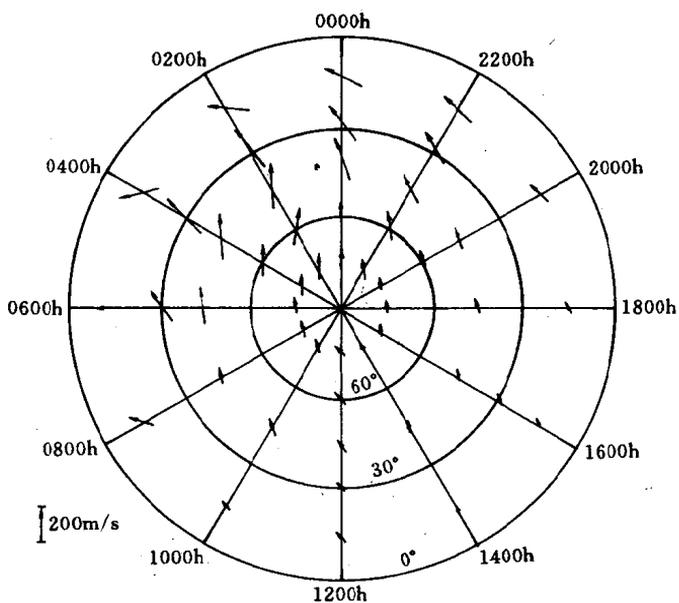


图 2.23 中等太阳活动性条件下,春秋季节一个半球上热层风的周日变化

第三章 电离层的形成

§ 3.1 电离层的一般特性

3.1.1 分层结构

高层大气由于太阳紫外线辐射及 X 线辐射离解而成为等离子体,其中各种中性气体成分分布如图 2.2。光电离产生的各主要离子成分分布如图 3.1,典型的电子浓度垂直剖面如图 3.2,它们都呈现出分层结构。将如后所述,低电离层处于光化平衡,上电离层则处于扩散平衡。

3.1.2 电中性

以 N 表示电子浓度, N_i 表示正离子浓度,则在电离层中有 $N = N_i$ 。若有因电子附着在中性粒子上产生的负离子(如 75km 以下的 D 层)则应与电子一同计入。 $N = N_i$ 的特征称为电离层的电中性。在光化平衡区,电离和复合过程总是影响离子-电子对的数目,但在总体上维持电中性。在扩散平衡区,局部电中性是由电子和离子气体之间耦合的静电标高(“双极”扩散)来维持的。

3.1.3 离子组成的分布特征

从图 3.1 和图 3.2 可以看出离子成分的分布特点为:

1. 60km 至 90km 高度上的 D 层是多原子离子“团”的稀薄

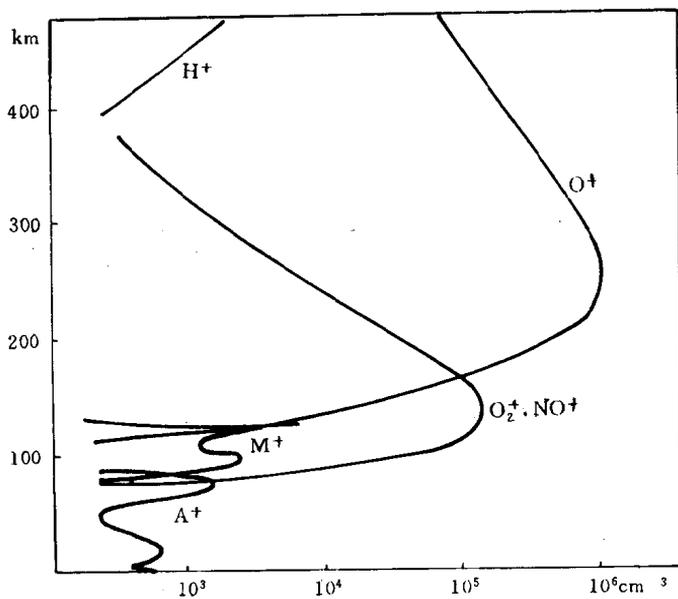


图 3.1 白天中纬地区主要大气层离子浓度的典型剖面

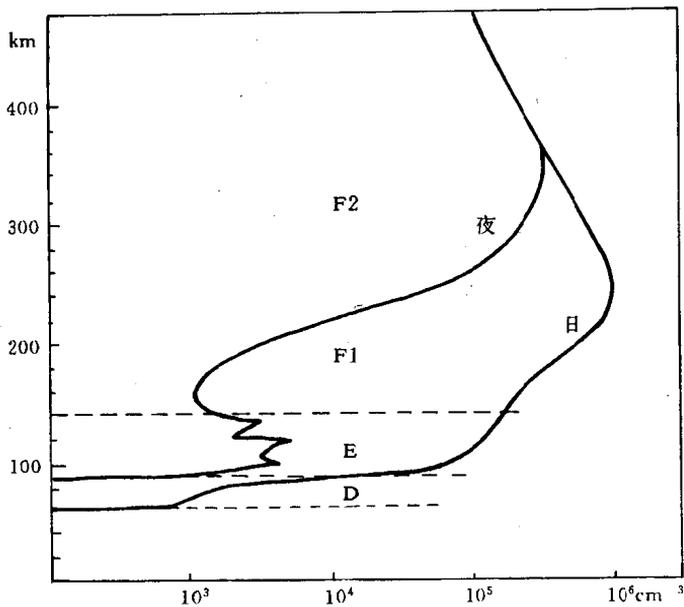


图 3.2 中纬电离层典型的电子浓度剖面

层,浓度为 $10^2 \sim 10^4 / \text{cm}^3$ 。

2. 90km 至 140km 高度上的 E 层(又称发电机层)是中等浓度的分子离子(NO^+ , O_2^+)层,浓度为 $10^3 \sim 10^5 / \text{cm}^3$ 。注意该层中间有一薄的金属原子离子化层(M^+),它与 E_s 层的产生有关。

3. F 层是原子氧离子 O^+ 的稠密层,其浓度为 $10^5 \sim 10^6 / \text{cm}^3$,在分子离子层和原子离子层的过渡区分裂成 F1 层。在 O^+ 峰上对应于 F2 层。

4. 在 F 层顶以上是稀薄的氢离子(H^+)层,常称之为质子层(protonosphere)。

3.1.4 电子、离子及中性气体温度

光电离产生具有过剩能量的光电子气体,当电子产生率很高时,光电子温度能远远超过中性气体温度。火箭探测证实了这种重要的效应。光电子以不同方式将能量传递给中性粒子和其他带电粒子。其一,光电子以非弹性碰撞与中性粒子交换能量,由于电离层中的中性粒子比带电粒子多得多,其热容量很大,能吸收输入能量而温度却没有明显的变化。其二,光电子以弹性碰撞的方式传输能量给温度较低的带电粒子——热电子或离子。质量为 m_1, m_2 的两种粒子,在温度处于相同量级时,能量交换率正比于

$\frac{(m_1 m_2)^{\frac{1}{2}}}{(m_1 + m_2)^{\frac{3}{2}}}$, 由于电子同离子质量上的差别,就能量传递而言,光

电子同热电子的相互作用远比同离子的作用有效。热电子得到能量后温度增加,直到其损失机制可以与之平衡为止。热电子以两种机制损失能量:同中性粒子、离子的碰撞,以及由热传导沿磁力线输送到邻近的区域。离子从电子得到能量后温度也要增加,但同中性粒子的碰撞和通过离子气体的热传导又限制了离子温度的增加。典型的中纬电离层中性温度 T_n , 电子温度 T_e 及离子温度 T_i 的剖面见图 3.3。

在 150km 以下,由于电子同中性粒子的迅速能量交换使它们达到平衡。

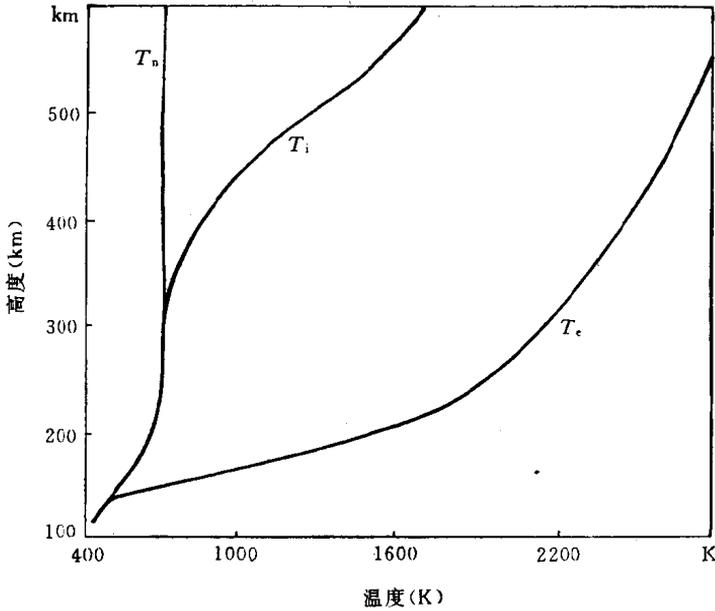


图 3.3 白天,中纬电离层中,中性温度 T_n ,离子温度 T_i ,
电子温度 T_e 典型的垂直剖面

在磁层中,由于中性粒子很少,离子与电子处于相同的温度。带电粒子损失能量的唯一途径是向电离层的热传导。

在夜间,由于没有光电子产生,电离层中电子、离子和中性粒子趋向同一温度。磁层是个能量库,白天由光电子加热所储存的能量在夜间逐渐传输到电离层,这个过渡期的长短依赖于磁力线的长度。

3.1.5 磁等离子体参量

电离层是等离子体,由于整个电离层置于地磁场中,它又是弱离化的磁等离子体,其特性由诸如等离子体频率 ω_p ,磁旋频率 Ω ,碰撞频率 ν ,德拜长度 λ_D ,拉莫半径 r_L 等参量描述。这些参量在等离子体物理、电波传播书籍中均有明确的定义。而且这些参量

在电离层中均随高度变化,表 3.1 给出了一些典型值,图 3.4 是几个特征频率的垂直剖面。这些资料在今后的讨论中经常要用到。

表 3.1 电离层中中性分子浓度 n_n , 电离度 n_e/n_n , 带电粒子热速度 v_e , v_i , 电子的平均自由程 l_e , Debye 长度 λ_D , 以及电子和离子的拉莫半径 r_L^e, r_L^i 的典型值[5(10)表示 5×10^{10}]

高度(km)	75	100	150	200	400	800	1200	3000
$n_n(\text{cm}^{-3})$	1(15)	1(13)	5(10)	8(9)	1(8)	1(6)	2(5)	1(4)
n_e/n_n	1(-12)	3(-9)	4(-6)	1(-4)	4(-3)	4(-2)	1(-1)	1
$v_e(\text{cms}^{-1})$	1(7)	1(7)	2(7)	2.5(7)	3(7)	3.5(7)	3.7(7)	4(7)
$v_i(\text{cms}^{-1})$	3(4)	4(4)	8(4)	1.2(5)	1.4(5)	2(5)	4(5)	1(6)
$l_e(\text{cm})$	3	3(2)	6.4(4)	4(5)	3(7)	3(9)	1.6(10)	3(11)
$\lambda_D(\text{cm})$	3	0.6	0.4	0.3	0.5	1.7	2.7	4.4
$r_L^e(\text{cm})$	1.2	1.2	2.5	3.3	4.3	6.4	8.0	16.2
$r_L^i(\text{cm})$	3.5(2)	2.8(2)	4(2)	5.1(2)	6.2(2)	6.6(2)	6.3(2)	8.6(2)

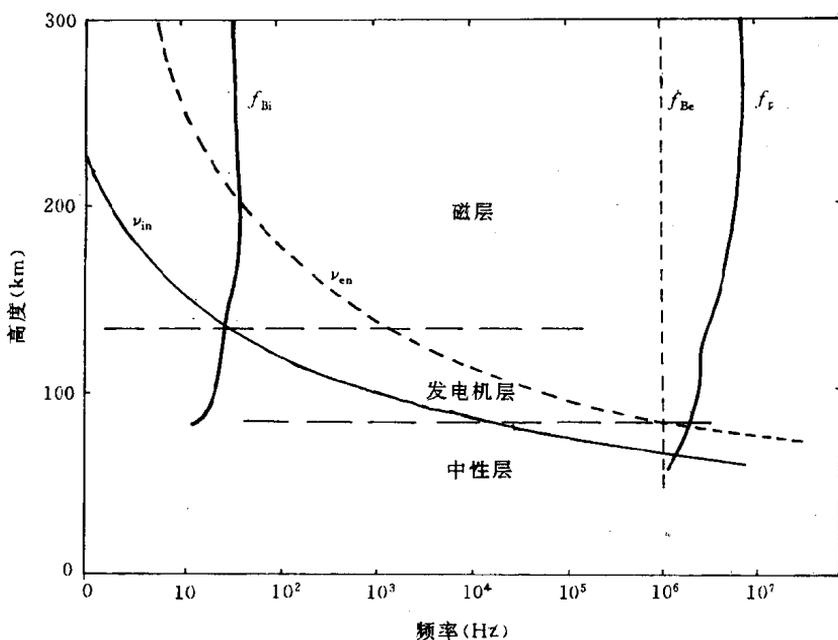


图 3.4 电离层等离子体特征频率的垂直剖面

§ 3.2 连续性方程

3.2.1 电离层的两类过程

连续性方程是描述控制电离层物理过程的基本重要方程。电离层的产生和消失与之有不可分割的联系。电离层的物理过程大致分为两大类,一类过程导致电离物的产生和消失;另一类则引起电离物的运动。分别称之为“光化学过程”和“输运过程”。在低电离层(D、E层)中,光化学过程起控制作用,而 F_2 层则处在光化学控制和输运控制之间的过渡高度。

下面引入两个在连续性方程中经常使用的术语,它们是:

1. 产生率:单位时间,单位体积中产生的离子-电子对称为产生率,通常以 q 表示,单位是 $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ 。产生过程是中性大气吸收了太阳紫外辐射(extreme ultraviolet-EUV)和X射线的结果。能量大于大约 12eV 的光子能电离一种或多种大气成分。如上节所述,这个过程也提供为维持热层的高温所需要的热量输入。在高纬地区及磁暴期,离子-电子对也由沉降入大气层的高能带电粒子同中性分子之间的碰撞产生,这称为“微粒电离”。在低电离层(D层)中,附着过程形成负离子,而光致分离则是产生电子的另一个机制。产生率将在§3.4中讨论。

2. 损失率 单位时间、单位体积中消失的离子-电子对称为损失率,通常以 $L(N)$ 表示(它是电子浓度 N 的函数),单位是 $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ 。主要的损失过程是①原子离子和电子复合,②分子离子同电子复合,③在低电离层中的附着过程。这些将在§3.5中讨论。

3. 输运项 如果迭加在无规热运动上有有规整体运动速度,即净漂移速度,用 \mathbf{v} 表示,则由于输运过程引起的电子浓度的变化率就是通量($N\mathbf{v}$)的散度 $\nabla \cdot (N\mathbf{v})$,正的散度值表示一种损失。

描述各种过程对电子(或离子)浓度影响的方程是

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - L(N) - \nabla \cdot (NV) \quad (3.2.1)$$

通常称之为电离平衡方程,或电离连续性方程。

3.2.2 光化学平衡和漂移平衡

为简化讨论,可以认为在 200km 以下的电离层中输运过程不重要,结果散度项为零,于是有反应方程

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - L(N) \quad (3.2.2)$$

以后我们将知道,有时损失率是正比于电子浓度的,即 $L(N) = \beta N$,则上式成为:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - \beta N \quad (3.2.3)$$

在另一些情况下,电子同正离子复合而消灭,有 $L = \alpha N_e N_i$,如果是单一离子成分,则电子浓度与离子浓度相等, $N = N_e = N_i$; (3.2.2)成为

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - \alpha N^2 \quad (3.2.4)$$

在平衡情况下, $\frac{\partial N}{\partial t} = 0$,则

$$q = L(N) \quad (3.2.5)$$

这称为光化学平衡。除日食、日出、日落时间外,日间电离层近似满足(3.2.5)式。

另一种情况是,在较大高度上, $L \ll \nabla \cdot (NV)$,输运项起决定作用,在平衡态下相应地有

$$q = \nabla \cdot (NV) \quad (3.2.6)$$

这种情况称为漂移平衡。

3.2.3 电离层的情性

复合或附着的物理影响是延迟电子浓度 N 的变化对 q 变化

的响应,即 N 的极大值在 q 的极大值出现时间之后出现,延迟量可以用时间常数 β^{-1} 或 $(\alpha N)^{-1}$ 来表征。Appleton 称这种现象为电离层“惰性”。

把(3.2.4)式对时间求导,有

$$\frac{d^2 N}{dt^2} + 2\alpha N \frac{dN}{dt} = \frac{dq}{dt} \quad (3.2.7)$$

对比在电动势 E 的作用下,通过电阻 R 、自感 L 的电路中电流 I 所满足的方程:

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dI}{dt} = \frac{1}{L} \frac{dE}{dt}$$

并有 I 滞后 E 一个时间 $\frac{L}{R}$ 。由此立即可以看出 $(2\alpha N)^{-1}$ 具有时间常数 $\frac{L}{R}$ 的性质。可以预期,在电离层中,当 q 在正午取极大值时, N 的极大值必将延迟 q 极大值 $(2\alpha N)^{-1}$ 秒出现。这就是电离层的“惰性”。

同样,在(3.2.2)中如果取 $L = \lambda N^m$,容易证明延迟时间就是 $(m\lambda N^{m-1})^{-1}$ 。故当 $L = \beta N$ 时,时延 $\Delta t = \beta^{-1}$ 。

β^{-1} 或 $(\alpha N)^{-1}$ 可以作为电离层中带电粒子的平均寿命的度量*。实际上如果带电粒子的寿命足够短,连续方程中的输运项就可以忽略。这正是底部电离层的情况,在这一部分电离层中,离子对以高的速率产生和消失。除了在粒子沉降、日食或太阳耀斑、日出、日落时浓度随时间快速变化以外,连续方程(3.2.1)中 $\frac{\partial N}{\partial t}$ 这一项也可以忽略。底部电离层中每种带电粒子几乎处于准平衡状

* 例如,分子离子对电子以 α_e 约为 $10^{-7} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ 量级离解复合,寿命是 $(\alpha_e N)^{-1}$,当电子浓度大于 10^5cm^{-3} 时,寿命是几十分钟,当电子浓度低于 10^3cm^{-3} 时,寿命是几小时。 O^+ 对于电子以量级为 $10^{-32} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ 的 K_d 转移到分子氮 N_2 的寿命是 $(K_d [\text{N}_2])^{-1}$,它以 N_2 的标高指数地增大,从 $[\text{N}_2]$ 大约是 10^{12}cm^{-3} 的 100km 高度上的 1 秒左右变到高层电离层中的几天的数量级。

态之中,其浓度的分布近似满足

$$0 = q - L(N) - \nabla \cdot (NV) \quad (3.2.8)$$

若忽略输运项,有 $q = L(N)$,即为光化学平衡。如果在准平衡分布的某一部分满足 $L(N) \ll \nabla \cdot (NV)$,即 $q = \nabla \cdot (NV)$,是为漂移平衡。

连续性方程(3.2.1)决定了电离层中电子(和离子)的分布。本章只讨论产生率 q 和损失率 $L(N)$ 。输运项将在第四、第五章中讨论。

§ 3.3 光吸收和光电离

3.3.1 光吸收和光学深度

太阳是宽频带的电磁波辐射源,它的辐射频谱从紫外的 X 射线、 γ 射线一直延伸到红外的射电频段。地球大气层是滤波器,它吸收了太阳辐射频谱的大部分,只有可见光及射电部分中狭窄的几段能到达地面。例如, O_3 是大气中的次要成分,臭氧层处于地面以上 30km 左右,虽然它的板厚度只有 2m(整个地球大气层的板厚度为 8km),可是 2500Å 的紫外辐射由这一层衰减竟达 10^{40} ! 太阳紫外辐射能量只占整个辐射能量的 7%,但这部分辐射却是电离大气的源。

量度气体分子对光的吸收程度一般用“吸收截面” σ_a 表示。设辐射以天顶角 χ 入射到平面分层大气中,在波长 $\lambda \sim \lambda + d\lambda$ 范围内的通量(单位时间通过单位面积的光子数)是 $I(\lambda)$,通过距离 dS 后,由于 j 类大气成分的吸收,通量的变化为(见图 3.5)

$$-dI_j = \sigma_a^j n_j dS \quad (3.3.1)$$

其中, σ_a^j 是第 j 类气体粒子的吸收截面,它是波长的函数,一般由实测和计算给出, σ_a 值约为 $10^{-17} \sim 10^{-20} \text{cm}^2$, n_j 是第 j 类气体的

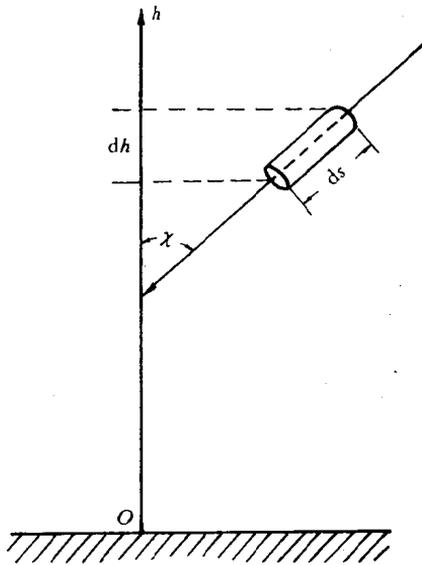


图 3.5

数密度。于是由各种大气吸收而产生的总的通量变化是

$$-dI = \sum_j \sigma_a^j I n_j dS \quad (3.3.2)$$

由 $dS = -\sec \chi dh$, 上式变为

$$\frac{dI}{I} = \sum_j \sigma_a^j n_j \sec \chi dh$$

积分后便得:

$$\int_{h=\infty}^{h=h} \frac{dI}{I} = - \sum_j \sigma_a^j \sec \chi \int_h^\infty n_j dh$$

或者是:

$$I(\lambda) = I_\infty(\lambda) e^{-\tau} \quad (3.3.3)$$

其中

$$\tau = \sum_j \sigma_a^j \sec \chi \int_h^\infty n_j dh \quad (3.3.4)$$

叫做光学深度(optical depth), 它描述光辐射被吸收的程度。 I_∞ 是

大气层外的辐射通量。

如果只考虑单一气体成分,由(3.3.1)式,单位体积气体(截面为1)吸收的辐射量为

$$-\frac{dI}{dS} = \sigma_a n I_\infty e^{-\tau} = A \quad (3.3.5)$$

将上式取 n 的对数导数,且令其为零,得到:

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} = \frac{d\tau}{dh} = -\sigma_a n \sec \chi \quad (3.3.6)$$

再由(2.2.3)式可得:

$$-\frac{1}{H} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dh} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dh}$$

如果温度 T 不随高度变化,此时有 $n = n_0 \frac{T}{T_0} e^{-\frac{h}{H}} = n_0 e^{-\frac{h}{H}}$ 及 $\tau = \sigma_a n H \sec \chi$, 上式变成:

$$-\frac{1}{H} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} = -\sigma_a n \sec \chi$$

或

$$\sigma_a n H \sec \chi = 1$$

即:

$$\tau = 1 \quad (3.3.7)$$

特别当 $\chi = 0$ 时,有

$$\sigma_a N_T = 1 \quad \text{或} \quad N_T = \sigma_a^{-1} \quad (3.3.8)$$

其中, N_T 是柱体含量。

由以上的讨论可知,单位光学深度 $\tau = 1$ 确定了辐射吸收 A 的最大高度,在此高度以下, $\tau > 1$,入射辐射迅速变为零,辐射只能传到 $\tau = 1$ 的高度上。

图 3.6(A)给出了不同波长垂直入射的辐射受到最大吸收的高度。几种重要气体的垂直分布画在图 3.6(B)中,能电离这些气体的波长可以在(A)的水平标度上看出。这个图还指出了 D、E、F 层所在的高度,大致可看得出对形成这些电离层区域作出贡献的波长范围。

气体分子(或原子)吸收光辐射后要么处于受激态,要么被离

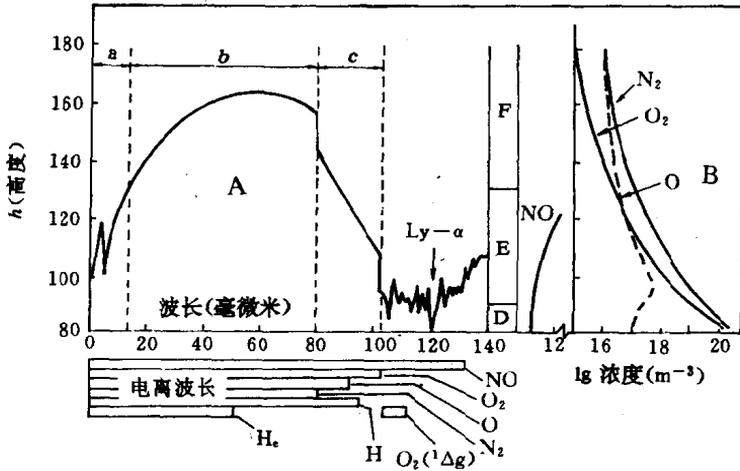


图 3.6 (A) 各波长在强衰减到 e^{-1} 时的穿透高度。
(B) 主要气体成分和微量成分 NO 的高度分布。

解或电离。在这些过程中气体温度均升高。

3.3.2 光电离

在 100km 以上的大气层中, O, O_2, N_2 因吸收波长小于 1026\AA 的太阳紫外辐射而被电离, 形成了电离层的主体。由图 3.6 可见 X 射线和较长的紫外辐射的单位光学深度到达较低的高度, 尤其是 Lyman- α (1216\AA , 单位光学深度在 75km 附近) 可以电离 NO, 它是 D 层的重要的电离源。

在光电效应中, 能量为 $h\nu$ 的光子被中性粒子吸收, 释放一个电子, 其动能依赖于电离电位 ϵ :

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \epsilon \quad (3.3.9)$$

v 是光电子的速度。波长较短的辐射具有较高的能量, 它除了能使原子 L 壳上的电子脱落外, 原子内的 K 辐射线还能从同一原

子移去别的电子(Auger 效应)或从别的原子移去电子(低能的附加光电子)。例如,氧和氮的 K 壳电离阈值分别是 23.1\AA 和 31.0\AA ,当光子波长小于这些波长时,引起的光电子如果能量足够高的话将产生附加的电离效应。于是,一次直接的光电效应就能产生若干个光电子。Dalgarno 等人(1958)已证明,产生每个离子-电子对平均要消耗 35eV 的辐射能量,对不同的波长,一个光子产生的电子数大致为:

$\lambda(\text{\AA})$	6	4	2
$\eta(\text{电子/光子})$	45	75	165

λ 是波长, η 是电离效率——一个光子产生的光电子数。波长愈短,电离效率愈高,例如:

$\lambda(\text{\AA})$	0.62	0.31	0.124
$E(\text{keV})$	20	40	100
$\eta(\text{电子/光子})$	570	1140	2860

Allen(1965)给出了电离效率 η 的更为简单的关系式

$$\eta = \frac{360}{\lambda} \quad (3.3.10)$$

其中波长 λ 以 \AA 计。

按(3.3.5)式,因为单位时间单位体积气体吸收的光子总数为 $\sigma_a n I$,故电子产生率为

$$q = \eta \sigma_a n I = \eta \sigma_a n I_\infty e^{-\tau} \quad (3.3.11)$$

3.3.3 Chapman 函数 $\text{Ch}(\chi)$

对单一气体成分而言,光学深度 τ 是

$$\tau = \int_h^\infty \sigma_a n \sec \chi dh \quad (3.3.12)$$

当把大气层看作平面分层时, $\sec \chi$ 可不随高度变化,能从积分号内提出,得到(3.3.4)式。这在 $\chi < 75^\circ$ 时是很好地近似成立的。在 χ 接近 90° 时,如日出、日落或是在高纬地区,此近似不成立,应以

χ 的一个更为复杂的函数 $F(\chi)$ 来代替 $\sec\chi$, 于是

$$\tau = \sigma_a n H F(\chi)$$

已有几个人求出了 $F(\chi)$ 的几种具体的表达式。Chapman(1931) 求出了具有常数标高的球对称大气层的 $F(\chi)$, 用 $\text{ch}(\chi)$ 表示, 称为 Chapman 函数, 此时 $F(\chi) = \text{ch}(\chi)$ 且有:

$$\tau = \sigma_a n H \text{ch}(\chi) = \sigma_a \int_{-\infty}^{\chi} n dS, (dS = \text{ch}(\chi) d\chi) \quad (3.3.13)$$

考查球面地球与球面电离层情况如图 3.7 所示。为方便起见, 以标高 H 为单位来量度高度, 记为 \mathcal{H} :

$$\mathcal{H} = \frac{R_E + h}{H} \quad (3.3.14)$$

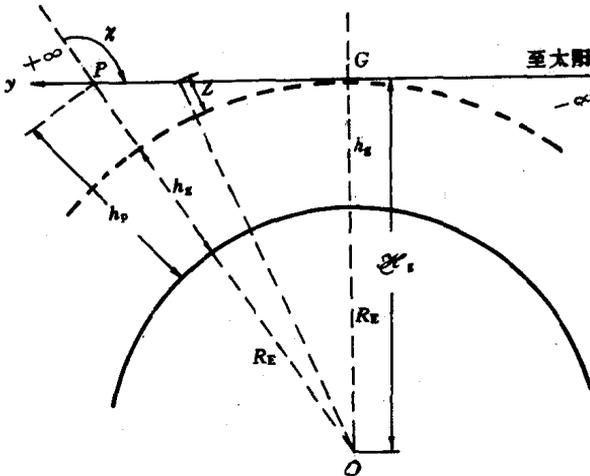


图 3.7

R_E 是地球半径。用脚标 p, g 表示 P 点和 G 点的量, 则有

$$\mathcal{H}_g = \mathcal{H}_p \sin\chi$$

取 y 轴在 GP 方向, 以 H 为单位, 以 G 点为零点, 向太阳 $y \rightarrow -\infty$, 射线路径元为

$$dS = Hdy \quad (3.3.15)$$

在 P 点 y 的值(若 $\chi > 90^\circ$, y 是正的)为

$$y_p = -\mathcal{H}_p \cos \chi = -\mathcal{H}_g \cot \chi$$

令 $Z = \frac{(h - h_g)}{H}$ 为约化高度, 即从掠点高度 h_g 开始以标高作单位测量的高度。于是, 辐射路径上任一点 p 的地心距是

$$\mathcal{R}_g + Z = (\mathcal{R}_g^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3.3.16)$$

如果 $y^2 \ll \mathcal{R}_g^2$, 有 $Z \approx \frac{y^2}{2\mathcal{R}_g}$

局地气体浓度的一般表达式是 $n_g e^{-Z}$, 在 p 点为

$$n_p = n_g e^{-Z_p} \quad (3.3.17)$$

其中 $Z_p = \mathcal{H}_p - \mathcal{H}_g$

把(3.3.15)、(3.3.17)表示的 ds , n 代入(3.3.13)式得

$$n_p [\text{ch}(\chi)]_p = \int_{-\infty}^{y_p} n_g e^{-Z_p} dy$$

代入 $n_p, Z_p = \frac{y_p^2}{2\mathcal{R}_g}$, 有

$$[\text{ch}(\chi)]_p = e^{Z_p} \int_{-\infty}^{y_p} e^{-\frac{y^2}{2\mathcal{R}_g}} dy$$

令 $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{Z_p} e^{-X^2} dX = \text{erf}(Z_p)$, $X = \frac{y}{\sqrt{2\mathcal{R}_g}}$, 则上式变成:

$$[\text{ch}(\chi)]_p = e^{Z_p} \left(\frac{1}{2} \pi \mathcal{R}_g \right)^{\frac{1}{2}} [1 \pm \text{erf}(Z_p)]^{\frac{1}{2}} \quad (3.3.18)$$

误差函数 $\text{erf}(Z_p)$ 可查表得到。其中 \pm 号对应于 $\chi \geq 90^\circ$ 。

由于 $\mathcal{H}_g = \mathcal{H}_p \sin \chi$, 且 $\chi \approx 90^\circ$, 所以

$$Z_p = \mathcal{H}_p - \mathcal{H}_g = \mathcal{H}_p (1 - \sin \chi) \approx \frac{1}{2} \mathcal{H}_p \cos^2 \chi \quad (3.3.19)$$

现在用 p 点求出的量来写出(3.3.18)式, 且去掉下标, 就是

$$\text{ch}(\chi) = \left(\frac{1}{2} \pi \mathcal{H} \sin \chi \right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{1}{2} \mathcal{H} \cos^2 \chi} \left[1 \pm \text{erf} \left(\frac{1}{2} \mathcal{H} \cos^2 \chi \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (3.3.20)$$

上式提供了大多数情况下足够好的近似。

图 3.8 以 \mathcal{H} 为参数, 给出了 $\text{ch}(\chi)$ 和 $\sec\chi$ 的值及其关系。

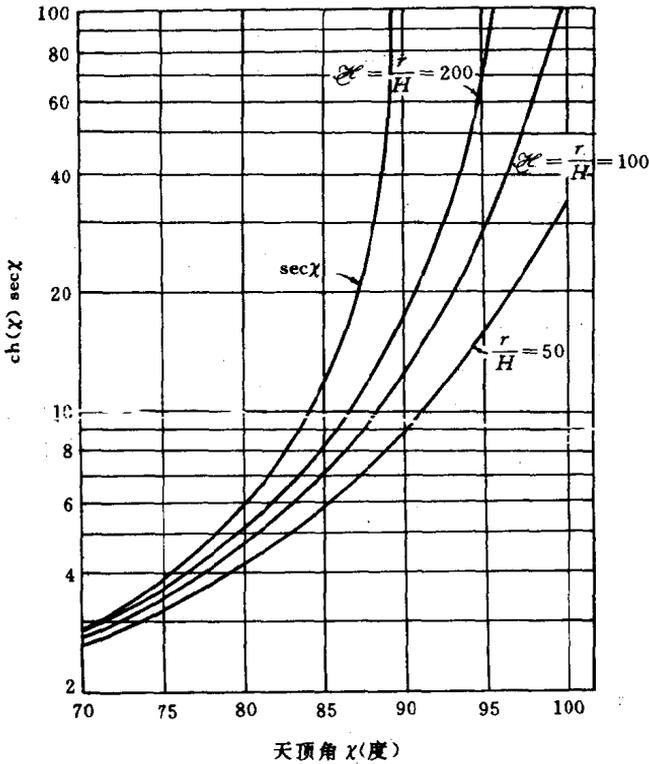


图 3.8 $\sec\chi$ 与 $\text{ch}(\chi)$ 的值, (以 \mathcal{H} 为参数)

§ 3.4 电离产生率

3.4.1 产生率的解析解

如前节(3.3.11)式所述, 电子产生率为

$$q = \eta\sigma_a n I = \eta\sigma_a n I_\infty e^{-\tau} \quad (3.4.1)$$

为求出 q 随高度的分布 $q(h)$, Chapman 于 1931 年基于若干

偏离了实际情况的假设,求出了 $q(h)$ 的解析结果。Chapman 所作的假设是:

- (1) 太阳辐射是单色的,其光子通量为 $I(h)$;
- (2) 大气层由单种吸收气体组成,其浓度为 $n(h)$;
- (3) 大气层是平面水平分层的;
- (4) 标高 H 与高度无关(等温大气)。

由(3.4.1)式可知,极大产生率应当出现在极大吸收的高度上,此高度满足

$$\tau = \sigma_a H n^* \sec \chi = 1$$

$$\text{或} \quad \sigma_a n^* = \frac{1}{H \sec \chi} \quad (3.4.2)$$

其中 n^* 表示极大产生率高度上的气体浓度。如果用 q_m 表示极大产生率,则有

$$q_m = \eta \sigma_a n^* I_\infty e^{-1} = \frac{\eta I_\infty}{H e} \cos \chi = q_0 \cos \chi \quad (3.4.3)$$

$$\text{其中} \quad q_0 = \frac{\eta I_\infty}{H e} \quad (\text{与} \sigma_a, \chi \text{ 无关}) \quad (3.4.4)$$

是 $\chi = 0$ 时的峰值产生率。

设峰值产生率的高度为 h_m ,且地面($h=0$)大气浓度为 n_0 ,则 $n^* = n_0 e^{-\frac{h_m}{H}}$,代入(3.4.2)式,并取对数可得

$$\ln(\sigma_a H n_0 \sec \chi) - \frac{h_m}{H} = 0$$

$$\text{结果} \quad h_m = H \ln(\sigma_a H n_0 \sec \chi) \quad (3.4.5)$$

如果以 h_m 为参考高度(浓度为 n^*),取约化高度为 $y = \frac{h - h_m}{H}$,则中性气体浓度表示为

$$n = n^* e^{-y} \quad (3.4.6)$$

此时,光学深度为

$$\tau = \sigma_a H n^* e^{-y} \sec \chi \quad (3.4.7)$$

将以上二式表达的 n, τ 代入(3.4.1)式后有

$$q = \eta \sigma_a (n^* e^{-y}) I_\infty e^{-(n^* e^{-y}) \sigma_a H \sec \chi}$$

用(3.4.2)和(3.4.3)式可将上式化为

$$q = q_m \exp[1 - y - e^{-y}] \quad (3.4.8)$$

如果以 $\chi = 0$ 时极大产生率 q_0 的高度 h_0 为参考高度, 约化高度为 $Z = \frac{h - h_0}{H}$, 则可知

$$\begin{cases} n = n_0 e^{-Z} \\ \tau = \sigma_a H n_0 e^{-Z \sec \chi} \\ \sigma_a H n_0 = 1 \end{cases} \quad (3.4.9)$$

于是得到电子产生率的另一表达式:

$$\begin{aligned} q &= \eta \sigma_a I_\infty n_0 e^{-Z} e^{-\sigma_a H n_0 e^{-Z \sec \chi}} \\ &= q_0 \exp[1 - Z - \sec \chi e^{-Z}] \end{aligned} \quad (3.4.10)$$

图 3.9 给出了归一化的 Chapman 生成函数。显然, q_m 随 χ 增大而减小, 但 h_m 随 χ 增大而增大。我们还可以将(3.4.8)式写成

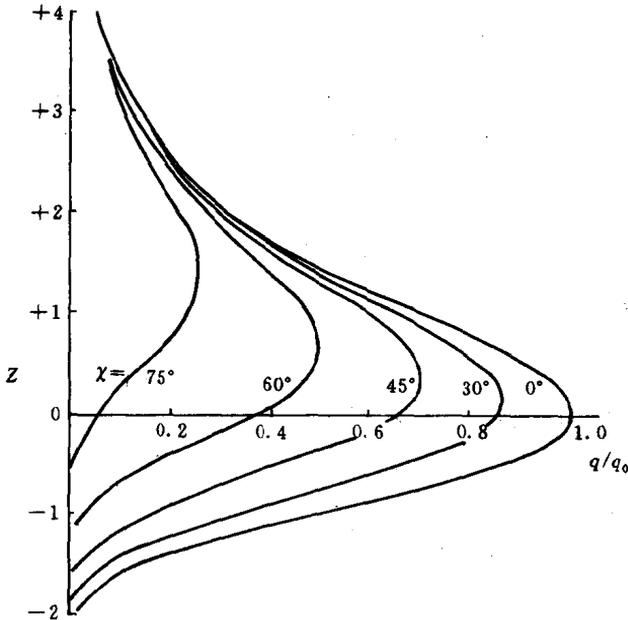


图 3.9 Chapman 产生函数

$$q = q_m \exp[1 - e^{-y}] e^{-y}$$

当 $y > 2$ 时, $q \propto e^{-y}$, 这说明在较大的高度上, 由于辐射衰减很小, 产生率正比于气体的浓度。

3.4.2 产生率的数值解

Chapman 理论所作的假设是偏离实际情况的, 首先, 辐射不是单色的, 且大气层也是多成分的。产生率的精确结果要靠数值计算。

某种气体成分 j 吸收某个波长 λ 的辐射, 相应的电离产生率可表示为

$$q_j^\lambda(h) = \eta m_j(h) \sigma_a^j(\lambda) I_\infty(\lambda) \exp[-\tau(h, \lambda)] \quad (3.4.11)$$

所有可电离气体在波长 λ 的电离产生率为上式对 j 求和:

$$q^\lambda(h) = \sum_j q_j^\lambda(h) \quad (3.4.12)$$

把上式对波长 λ 求和(下面将要说明实际上是对若干个波带求和)就是整个紫外辐射的贡献, 总的产生率就是

$$q(h) = \sum_\lambda q^\lambda = \sum_\lambda \sum_j q_j^\lambda(h) \quad (3.4.13)$$

显然, 对 $q(h)$ 作数值计算需要大量的有关太阳紫外辐射的资料以及中性大气层的温度、组成和每种成分的吸收截面的知识。

火箭测量可以提供太阳辐射的有关资料。主要的困难在于, 太阳的电离辐射谱含有大量的辐射线, 其强度在 1\AA 这么小的波长间隔上变化很大。本节末尾的表 3.2 提供了一个近期得到的辐射测量资料。实际计算时, 是把太阳谱分成有限个相当宽的带, 这些带的定义最好是与辐射的穿透深度相关, 如图 3.6 所示, 在这些带上取太阳光子通量的平均值。

中性气体粒子的吸收截面是波长的函数。最主要的是要知道 N_2 、 O_2 、 O 的吸收截面, 因为它们的电离形成了电离层的主体。分子成分的截面很容易在实验室中测量, 原子成分的截面则不易测量, 往往要根据原子物理和量子力学的知识计算。最重要的中性

成分——氧原子的吸收截面随波长的变化在图 3.10 中给出。在作 q 的数值计算时,也是在各个划定的辐射带上取截面的平均值。

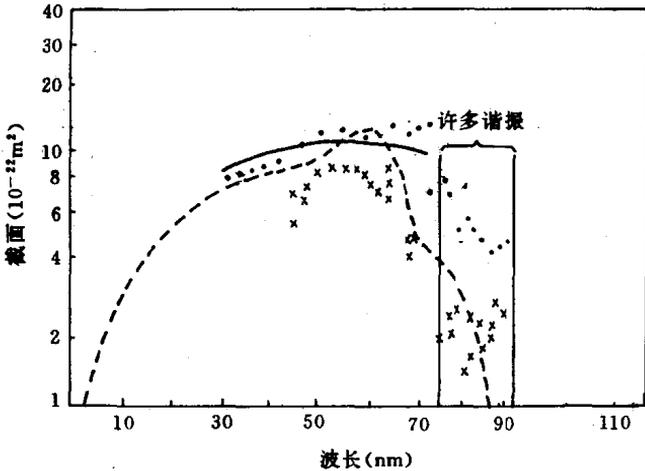


图 3.10 原子氧的光电离截面:——计算值,·,×观测值;---假设值

各个辐射带上的辐射强度 I_{∞} 及吸收截面 σ_a 的值,在参考文献[3]中作了详细的讨论。

如图 3.6 所示,太阳辐射谱可粗略地分为三个带:(a)波长小于 140\AA , (b)波长在 140\AA 到 800\AA 之间, (c)波长在 800\AA 到 1027\AA 之间。 1027\AA 是 O_2 的电离阈值。E 区大部分电子是由(a)及(c)带的辐射电离 N_2 、 O_2 和 O 而形成的。F 区则是由(b)带的辐射电离 N_2 和 O 而形成。Allen(1965)给出了一个计算结果,如图 3.11 所示。值得注意的是,标着“F”的曲线虽然包括了很宽频带的贡献,它的形状仍然类似于图 3.9 中的 Chapman 生成函数。可见 Chapman 理论虽然作了一些假设,但理论本质上阐明了电离层形成的过程。另外,图 3.11 中标着“E+F”的曲线是 $8\sim 1027\text{\AA}$ 这个范围内的辐射产生的总的光电离剖面,它并不存在电子浓度

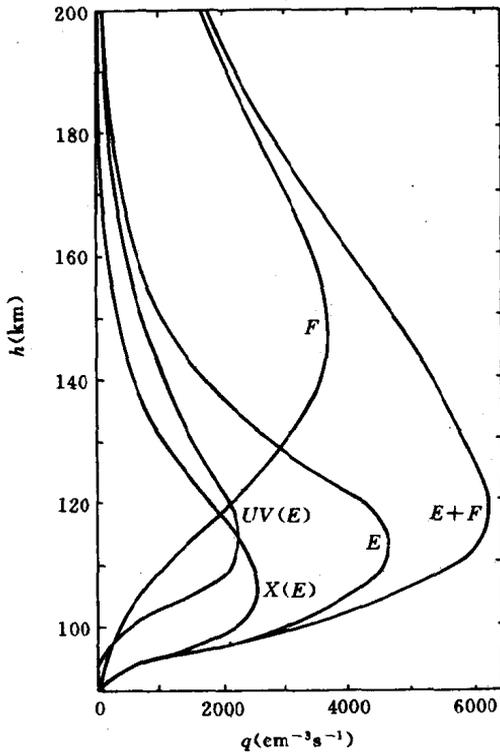


图 3.11 电子产生率剖面。 $R=60$, 垂直入射辐射: $X(E)$, $8-140\text{\AA}$;
 $UV(E)$, $796-1027\text{\AA}$; $E=UV(E)+X(E)$; F , $140-796\text{\AA}$

剖面中常出现的 E 层、F 层之间的分离。这并不奇怪, 因为电子浓度剖面也依赖于损失系数。

3.4.3 微粒电离

最容易在高纬地区进入大气层的高能带电粒子也能产生电离。这些粒子穿入大气层的深度依赖于它们的能量, 一个计算结果示于图 3.12。因为入射粒子具有自己的能谱和运动方向, 所以微粒电离产生率的计算相当复杂。有兴趣的读者可参考

有关文献。

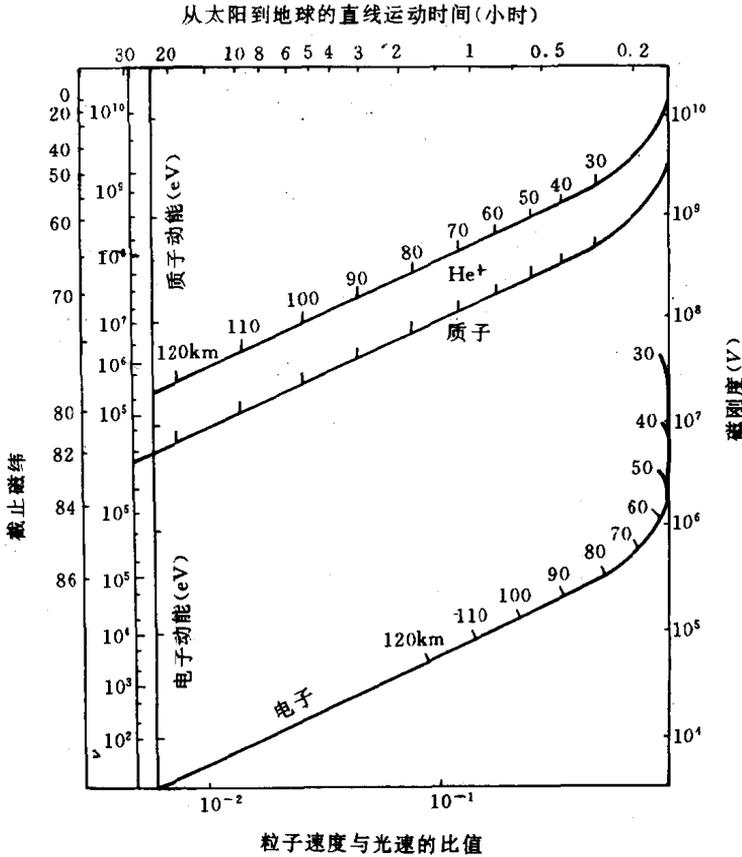


图 3.12 电子、质子和氦离子垂直入射时穿入大气层的近似深度
磁刚度 = 动量/电荷

对 D 层电离作出贡献的宇宙射线粒子的能量很高,以致产生率在 70km 高度上才是可观的。这种产生率在白天、夜间均存在,但随纬度变化。它随太阳周期的变化与光电离相反,这是因为太阳黑子极大年达到地球的银河宇宙射线,由于增强的行星际磁场的屏蔽作用,反而比极小年要弱。除了宇宙射线电离以外,磁扰期

在高纬地区观测到的 D、E 层电离的加强是由快电子或质子产生的。

110km 以下大气层中的电子产生率示于图 3.13。

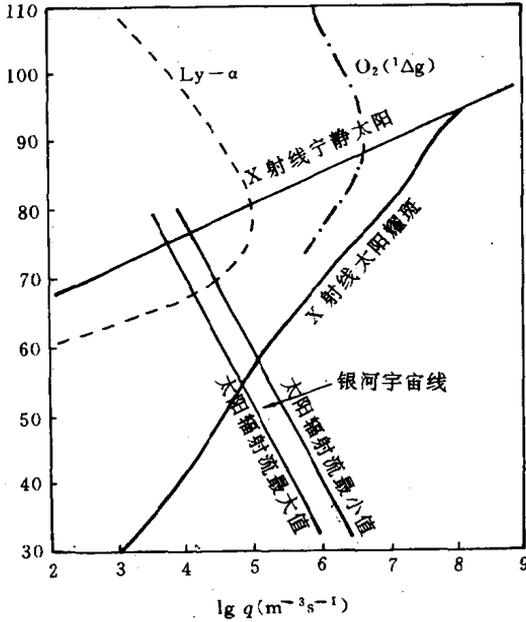


图 3.13 110km 以下大气层中的电子产生率

表 3.2 基于 Hinteregger 1976 年资料的强度分布

NO.	波 长 (nm)	名 称	通 量 (10^{13} 光子 $m^{-3}s^{-1}$)
1	102.57	HL $_{\gamma}\beta$	2.65
2	101.02	CII	0.11
3	99.15	NIII	0.89
4	102.7~99	含 1,2,3	0.50
5	97.70	CIII	4.40
6	97.25	HL $_{\gamma}r$	0.60
7	99.0~95.0	含 5,6	0.26
8	94.97	HL $_{\gamma}\delta$	0.30

续上表

NO.	波 长 (nm)	名 称	通 量 (10^{13} 光子 $m^{-3}s^{-1}$)
9	94.45	SVI	0.13
10	93.78	HL $_{\gamma}$ ϵ	0.16
11	93.34	SVI	0.14
12	93.07	HL $_{\gamma}$ ζ	0.26
13	95.0~91.2	含 8,12	0.12
14	91.2~89.0	HL $_{\gamma}$ 连续谱	4.40
15	89.0~86.0		3.80
16	86.0~84.0		1.10
17	83.2~83.5	O II, O III	0.63
18	84.0~81.0	含 17	0.86
19	81.0~79.6		0.23
20	79.02	ON	0.37
21	78.77	OIV	0.20
22	78.65	SV	0.10
23	78.03	Ne VIII	0.22
24	79.6~78.0	含 20~23	0.18
25	77.04	Ne VIII	0.28
26	76.46	N III, NIV	0.16
27	76.04	OV	0.09
28	78.0~76.0	含 25~27	0.17
29	76.0~74.0	-	0.12
30	74.0~73.0	-	0.02
31	70.34	O III	0.07
32	73.2~70.0	含 31	0.08
33	68.57	N III	0.07
34	70.0~66.5	-	0.07
35	66.5~63.0	-	0.04
36	62.97	OV	1.73
	62.53	Mg X	
37	60.98	Mg X	0.53

85-1403

续上表

NO.	波 长 (nm)	名 称	通 量 (10^{13} 光子 $m^{-3}s^{-1}$)
38	63.0~60.0	含 36~37	0.02
39	59.96	O III	0.16
40	58.43	He I	1.27
41	55.45	O IV	0.72
42	53.70	He I	0.14
43	50.79	O III	0.16
44	49.93	Si XII	0.10
45	60.0~48.0	含 39~44	0.47
46	49.52	Ne VII	0.27
47	48.0~46.0	含 46	0.08
48	46.0~40.5	-	0.08
49	43.5~40.0	-	0.18
50	36.81	Mg IX	0.65
51	36.08	Fe X VI	0.32
52	30.38	He II Ly α	7.70
53	40.0~30.0	含 50-52	0.41
54	28.41	Fe X V	-
55	30.0~28.0	含 54	0.36
56	27.42	Fe X IV	0.30
57	26.48	Fe X IV	0.24
58	28.0~26.0	含 56-57	0.58
59	25.64	He II Ly β , S IX	0.52
60	26.0~24.0	含 59	1.27
61	24.0~22.0	-	0.52
62	22.0~20.5	-	0.29
63	20.5~19.0	-	0.85
64	19.0~18.0	-	1.00
65	18.0~16.5	-	1.30
66	16.5~13.5	-	0.27
67	13.8~10.3	-	0.08
68	10.3~8.3	-	0.19
69	8.3~6.2	-	0.17
70	6.2~4.1	-	0.17
71	4.1~3.1	-	0.0051
72	3.1~2.3	-	0.01

§ 3.5 损失过程

3.5.1 离子反应速率

首先考虑由两物质 A, B 结合而产生另一种物质 C 的化学反应:



α, β, γ 是计量系数。按照“质量作用定律”，物质 C 产生的速率必定正比于反应物的浓度

$$\frac{d}{dt}[C] = K[A][B] \quad (3.5.1)$$

K 为反应速率系数, 今后将用方括号 $[\]$ 表示括号内物质的浓度。由此可知, 虽然电离层的分层总是以电子浓度分布为其特征(影响电波传播的主要是电子而不是离子), 但实际上控制着电离层行为的是各种离子成分的分布及其相关的反应。图 3.2 已给出了主要离子的日间剖面, 图 3.14 是离子在夜间的分布。

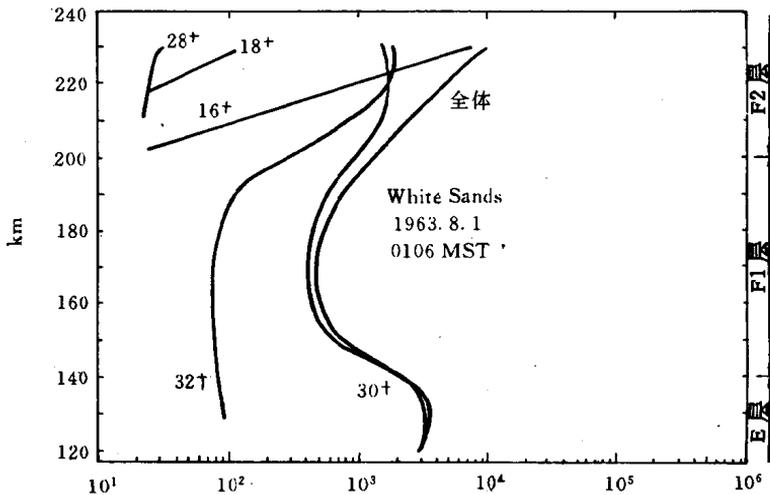


图 3.14 夜间正离子浓度分布

3.5.2 离子反应

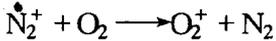
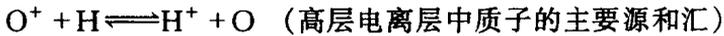
离子同中性粒子反应的驱动力是离子和中性粒子的感应偶极子或永久偶极子之间的静电引力。这种反应比通常的中性-中性化学反应要快得多。反应的重要性,按(3.5.1)式,依赖于(a)反应物的浓度和温度及(b)反应的速率系数,即反应的可能性。

一般来说,已电离的粒子容易与电离电位较低的中性粒子交换电荷(放热过程),即分子的电离电位越低,它越容易失去电子,得到电子而产生离子的可能性就越小。表 3.3 给出了一些成分的电离势及相应的波长。

表 3.3 正离子的电化学系列

离子	电离势(eV)	波长(Å)
He ⁺	24.6	504
N ₂ ⁺	15.6	790
H ₂ ⁺	15.4	803
N ⁺	14.5	852
CO ⁺	14.0	882
CO ₂ ⁺	13.8	895
O ⁺	13.6	910
H ⁺	13.6	910
OH ⁺	13.3	930
N ₂ O ⁺	12.9	960
O ₃ ⁺	12.8	970
H ₂ O ⁺	12.6	980
O ₂ ⁺	12.0	1030
O ₂ ⁺ 自 O ₂ (¹ Δ _g)	11.1	1118
NO ₂ ⁺	9.78	1260
NO ⁺	9.27	1330
Si ⁺	8.15	1520
Fe ⁺	7.83	1595
Mg ⁺	7.43	1670
Ca ⁺	6.11	2060
Na ⁺	5.14	2410

以下是电离层中实际存在的一系列反应。

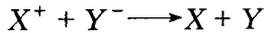


当然还有其他一些反应。由以上反应系列可以解释：为什么 N_2 是主要成分，但 N_2^+ 却很稀少，而 NO 是次要成分，但 NO^+ 却十分丰富。

3.5.3 离子损失过程

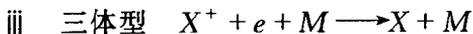
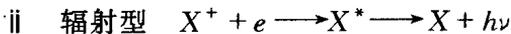
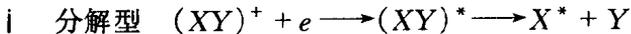
用 X 、 Y 等表示中性粒子，用 X^+ 、 X^- 等表示正、负离子， X^* 表示处于某种激发态的离子，主要的反应如下，它们的重要性及反应速率系数在本节末表 3.4 中给出。

(a) 离子-离子复合



由于负离子只在 D 层较丰富，故此项损失反应只在 D 层重要。

(b) 离子-电子复合



如果离子和电子之间的相互吸引导致复合从一个能量较高的分离系统变成一个能量较低的束缚系统，则必定要以某种方式释放能量，而动量被保存起来。

考虑相碰撞的二粒子 A 和 B ，其质量为 m_A 、 m_B ，速度为 v_A 、

v_B , 如果生成粒子 C , 其质量为 m_C , 速度为 v_C , 则按动量和能量守恒, 有

$$\begin{cases} m_C v_C = m_A v_A + m_B v_B \\ m_C v_C^2 = m_A v_A^2 + m_B v_B^2 \end{cases}$$

显然, 对任意的粒子此二条件不能同时满足, 结果, 一个电子同单原子离子复合要辐射第四个粒子——一个光子。这种辐射型复合因为不容易同时满足能量与动量守恒, 故反应进行得很慢, 速率系数 $\alpha_e \approx 10^{-12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ 。对比之下, 分解型复合生成两种物质粒子, 易于满足能量守恒, 反应速率系数也要大 5 个数量级, 是电离层中的主要反应。

在三体反应中, 中性成分 M 起催化作用, 可以吸收剩余的能量和动量, 故此种反应也易于满足上述条件。但三体反应的速率系数正比于大气浓度的平方, 故此类反应只在中层顶以下的 D 层中才重要。

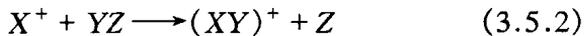
因为在 E 层和 F 层反应中大多数离子的初态是原子离子, 所以分解复合必定伴随着包含分子离子形成的反应, 这就是

(c) 离子-原子交换(离子与中性分子中的一个原子交换位置)

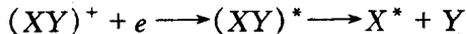


由以上的讨论可知, 在大部分电离层中(E 层和 F 层), 电子、离子的损失过程不是直接发生, 而是经历一个两步过程:

[A] 离子-原子交换(γ)



[B] 分解复合(α)



括号中的字母 γ 、 α 是反应速率系数。以后将会看到, 在不同高度上, (3.5.2) 式表示的两类反应分别起着控制作用。

除以上的一些重要反应以外, 在 D 层中还存在着附着反应——一个电子附着在一个中性分子上, 形成负离子。

表 3.4

过程	对连续方程的贡献和反应系数	D层(50~90km)	E层(90~150km)	F层(150~600km)
产生过程				
太阳光电离(主要辐射示于[]中)	$q(h)$	[$L_y \approx 1216\text{\AA}$] X射线 $1 \sim 10\text{\AA}$	EUV911~1027\AA [$L_y \beta$ 1026\AA] ($\lambda < 1027\text{\AA}$ 电离 O_2 X射线 $10 \sim 170\text{\AA}$)	F层(150~600km) EUV 170~911\AA [He II 304\AA, He I 584\AA] $\lambda < 911\text{\AA}$ 电离 O $\lambda < 796\text{\AA}$ 电离 N_2
微粒电离 (在高纬,尤其在极光带重要)	$q(h)$	电子 $> 30\text{keV}$ 质子 $> 1\text{MeV}$ 宇宙线	电子 $1 \sim 30\text{keV}$ (引起夜间电离和 E_s)	电子 $\leq 1\text{keV}$ (可能只在夜间重要)
离子-离子复合	$\alpha_i N_+ N_-$ $\alpha \approx 10^{-7} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	重	很少负离子	几乎没有负离子
电子-离子复合	$\alpha_e N_+ N_e$	重	不重	不重
三体型	$\alpha_e = d(h)$	要	要	要
辐射型	$\alpha_e \approx 10^{-12} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	不重	主要的损失机制	主要的损失机制
分解型	$\alpha_e \approx 10^{-7} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	要	要	要
离子-离子交换 ($[A^+]$ 为原子离子浓度)	$\beta(h)[A^+][A^+] \equiv r[M][A^+]$ $\gamma \approx 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	不重	重	重
附着	$a(h)N_e \equiv a_i[X]N_e$ $+ a_i[X][M]N_e$ $a_r \approx 10^{-15} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ $a_i \approx 10^{-30} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	因原子离子很少	要	要
辐射三体		三体附着最重	在夜间可维持一些负离子	辐射附着是很弱的负离子源
损失过程				

表 3.4 归纳了产生与损失过程, 它们的反应系数以及在电离层各层中的重要性。

§ 3.6 电离层 E 层与 F1 层的形成

3.6.1 线性损失和平方律损失

由图 3.2 可以看出, 在 170km 以下, 分子离子 NO^+ , O_2^+ 为主要的离子成分; 高于此高度, 原子离子 O^+ 为主要的离子成分。电离层中重要复合过程是电子与分子离子的分解复合。小于 170km, 损失过程由 (3.5.2) 式中 $[B]$ 过程控制。大于 170km, 如 § 3.5 中指出那样, 原子离子由光电离产生, 但很难同电子直接复合, 而要经历由 (3.5.2) 式给出的两步过程。

分别以 $[A^+]$ 、 $[M^+]$ 和 N 表示原子离子、分子离子和电子的浓度, 则可写出它们的连续方程。假设离子-原子交换反应 (§ 3.5.3-(c)) 只包括一种分子气体, 其浓度为 $[M]$, 且忽略由光电离直接产生的分子离子。这样做是合理的, 因为 O_2 是次要的中性成分, 且 N_2^+ 由于分解复合反应而迅速消失。以这种假设为前提, 可以写出

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N \cdot [M^+] \quad (3.6.1)$$

$$\frac{d[A^+]}{dt} = q - \gamma \cdot [M] \cdot [A^+] \quad (3.6.2)$$

$$\frac{d[M^+]}{dt} = \gamma \cdot [M] \cdot [A^+] - \alpha N \cdot [M^+] \quad (3.6.3)$$

电中性要求

$$N = [A^+] + [M^+] \quad (3.6.4)$$

假设处于平衡态, $\frac{d}{dt} = 0$, 且记 $\gamma \cdot [M] = \beta(h)$, 显然, β 将与中性分子浓度 $[M]$ 一样, 向上随着高度的增加而指数地减小。由

(3.6.3)式可得,

$$\frac{[A^+]}{[M^+]} = \frac{\alpha N}{\beta} \quad (3.6.5)$$

再用以上两式从(3.6.1)、(3.6.2)式中消去离子浓度,得到电子浓度 N 的方程:

$$\alpha\beta N^2 - \alpha q N - \beta q = 0 \quad (3.6.6)$$

方程两边同乘 $\frac{1}{q\alpha\beta N^2}$ 有:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{\beta N} + \frac{1}{\alpha N^2} \quad (3.6.7)$$

显然有以下两种极端情况:

(i) 如果 $\beta \gg \alpha N$, 即 $[M^+] \gg [A^+]$, 则

$$q = \alpha N^2 \quad (\text{平方律损失}) \quad (3.6.8)$$

(ii) 如果 $\beta \ll \alpha N$, 即 $[M^+] \ll [A^+]$, 则

$$q = \beta N \quad (\text{线性损失}) \quad (3.6.9)$$

这说明,当离子主要是分子离子时,电子损失由分解复合反应确定,平方律损失公式(αN^2)适用。系数 α 可能依赖于温度,但可认为与高度无关。另一方面, β 随分子浓度 $[M]$ 变化,因此向上迅速减小,所以在较大高度上,可以预期条件 $\beta \ll \alpha N$ 成立。此时,离子大部分是原子型的,离子-原子交换反应控制着损失过程,线性律损失公式(βN)适用。

电子浓度 N 的更一般的表达式由方程(3.6.6)的一个正根给出,即

$$N = \left(\frac{q}{2\beta} \right) \left(1 + \left(1 + \frac{4\beta^2}{\alpha q} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (3.6.10)$$

由此也可以看出两种极端情况:

(1) 如果 $4\beta^2 \gg \alpha q$, 则

$$N = N_a = \left(\frac{q}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.6.11)$$

(2) 如果 $4\beta^2 \ll \alpha q$, 则

$$N = N_\beta = \frac{q}{\beta} \quad (3.6.12)$$

条件实质上与上面(i)、(ii)相同。

3.6.2 Chapman层和抛物层

以上讨论了电离层中带电粒子的产生和损失过程。电离层中电子浓度的分布由电子产生率、损失率和输运过程确定,因此,电子浓度分布不同于Chapman生成函数。若暂不考虑输运项的影响,且电子产生率为Chapman生成函数

$$q = q_0 \exp[1 - Z - \sec\chi e^{-Z}] \quad (3.6.13)$$

而电子损失过程是以前讨论过的电子-离子复合,

$$L = \alpha N [P^+]$$

其中 α 是复合系数, $[P^+]$ 是原子型或分子型正离子浓度, N 是电子浓度。由于电离层的电中性, $N = [P^+]$, 所以

$$L = \alpha N^2 \quad (3.6.14)$$

在光化学平衡下, $\frac{dN}{dt} = q - L = 0$, 由以上两式可得

$$\alpha N^2 = q_0 \exp[1 - Z - \sec\chi e^{-Z}]$$

故电子浓度的分布为

$$\begin{aligned} N &= \left(\frac{q_0}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \exp \frac{1}{2} [1 - Z - \sec\chi e^{-Z}] \\ &= N_0 \exp \frac{1}{2} [1 - Z - \sec\chi e^{-Z}] \end{aligned} \quad (3.6.15)$$

电子浓度的这种分布叫做“ α -Chapman层”或“Chapman- α 层”,或简单地称之为Chapman层。在上式中, $\left(\frac{q_0}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} = N_0$ 是峰值电子浓度。

类似地,如果电子损失率为

$$L = \beta(h)N$$

其中损失系数 $\beta(h)$ 随高度指数地减小(见上节的讨论), 则处于光化学平衡的电子浓度分布为

$$N = \left(\frac{q_0}{\beta}\right) \exp[1 - Z - \sec\chi e^{-Z}] \quad (3.6.16)$$

这种分布叫做“ β -Chapman 层”或“Chapman- β 层”。

在斜入射的情况下, 电子产生率峰值为[见(3.4.3)式]

$$q_m = q_0 \cos\chi$$

已知, 电离层的临界频率为

$$f_0 \approx 9 \sqrt{N_m} \quad (\text{Hz})$$

其中 N_m 是每 m^3 的电子数, 于是, Chapman 层的临界频率满足

$$f_0 \propto \cos^{\frac{1}{4}}\chi \quad (3.6.17)$$

实验测量指出, E 层(以及 F1 层)的临界频率与上式符合得很好, 通常认为 E 层是 Chapman 层。

在理论和实际计算中常用“抛物层”的分布来代替 Chapman 层。由 $\chi = 0$ 得:

$$N = N_0 \exp \frac{1}{2} [1 - Z - e^{-Z}]$$

设
$$f(Z) = \frac{N}{N_0} = e^{\frac{1}{2}(1-Z-e^{-Z})} \quad (3.6.18)$$

在 $Z=0$ 的邻域里按麦克劳林公式展开 $f(Z)$, 且忽略高于二次的项, 得

$$f(Z) = f(0) + Z \cdot f'(0) + \frac{Z^2}{2} f''(0) + \dots \approx 1 - \left(\frac{Z}{2}\right)^2$$

由约化高度 $Z = \frac{h-h_0}{H}$, 上式化为

$$N = N_0 \left[1 - \left(\frac{h-h_0}{2H}\right)^2 \right]$$

或
$$N = N_0 \left[1 - \left(\frac{h-h_0}{T}\right)^2 \right] \quad (3.6.19)$$

此即电离层电子浓度的抛物分布,式中的 $T=2H$ 称为抛物分布的半厚度。

在图 3.15 中将 Chapman 层和抛物层进行了比较,可以看到,在 Chapman 层峰附近及其下部与抛物层符合得相当好,上部则偏离较大。

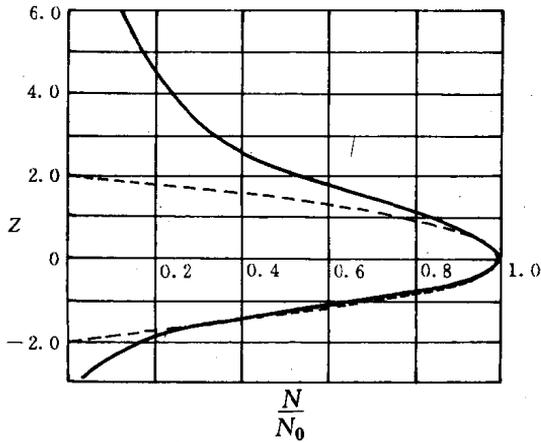


图 3.15 Chapman 层与抛物层

3.6.3 F 层分裂

火箭测得的离子浓度资料证实,损失公式 aN^2 和 βN 适用范围之间的过渡发生在大约 160~200km 高度上的低 F 层,这恰好是 F 层产生率峰所在的高度。Ratcliffe 证明,这可以解释 F 层分裂为 F1 层和 F2 层这个现象。

设在某个高度 h_t 上两类损失系数相等,

$$\beta(h_t) = aN \quad (3.6.20)$$

h_t 称为损失项的过渡高度。在 h_t 以下,(3.6.8)式成立;在 h_t 以上,(3.6.9)式成立。于是,可以用图 3.16 来定性地说 F1 层的

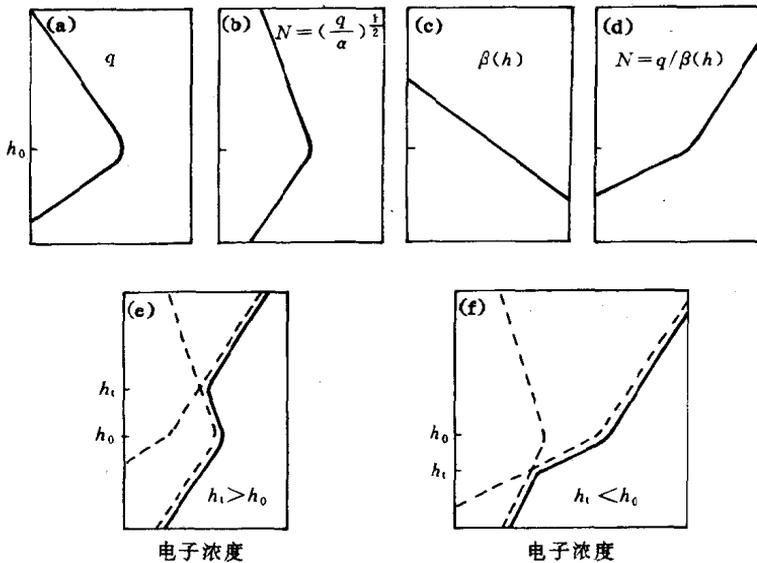


图 3.16 F1层的形成

形成。若(3.6.8)式适用于所有高度,则 N 的分布如图 3.16(b), N 在 q 的峰高 h_0 处也有一峰值。若(3.6.9)式适用于所有高度,则 N 的分布就如图 3.16(d)。(d)中曲线形状之所以如此,是因为在 h_0 以下, q 向上是增加的, $\beta(h)$ 向上是减少的,故 $N = \frac{q}{\beta}$ 向上应是增加的。在 h_0 以上, q 向上正比于被电离的原子成分(O)的浓度,即正比于 $\exp\left[-\frac{h}{H(O)}\right]$ 而减小, $\beta(h)$ 向上正比于分子成分(N_2)的浓度,即正比于 $\exp\left[-\frac{h}{H(N_2)}\right]$ 而减小,因为

$$\frac{H(O)}{H(N_2)} = \frac{28}{16} = 1.75$$

因此, $\beta(h)$ 向上减小比 q 快,故电子浓度在 h_0 以上按下式增加

$$N \propto \exp\left[+h\left(\frac{1}{H(N_2)} - \frac{1}{H(O)}\right)\right]$$

或
$$N \propto \exp\left\{\frac{0.75h}{H(O)}\right\} \quad (3.6.21)$$

在图 3.16(e) 中, $h_i > h_0$, 此时在 h_0 处电子浓度 N 有一个峰, 这就是 F1 层的峰。在图 3.16(f) 中, $h_i < h_0$, 则在 h_0 处, N 没有峰出现, 即不存在 F1 层。

F 层分裂定量的解释要使用等温层的 Chapman 生成函数

$$q(Z, \chi) = q_0 \exp[1 - Z - \sec \chi e^{-Z}] \quad (3.6.22)$$

来求解(3.6.6)式, 用以研究平衡的电子分布的形状。假设复合系数 α 与高度无关。以 $K = \frac{H_i}{H_\beta}$ 来表示电离气体(如 O)的标高和线性损失系数的标高之比(因为 $\beta = \gamma[M]$, 所以 β 的标高即是中性分子成分[如 N_2]的标高), 则可以写出

$$\beta \propto e^{-KZ}$$

由于主要的电离气体是 O, 参与离子-原子交换反应的气体分子成分是 O_2 或 N_2 。在 100km 以上, 这些气体是扩散分离的, 在 E 层以上, 分子成分是 N_2 , 故

$$K = \frac{H(O)}{H(N_2)} = 1.75$$

(3.6.10)式说明参量 $\frac{\beta^2}{\alpha q}$ 确定了电子浓度分布 $N(Z)$ 的形状。

令 G 表示该参量在产生率峰高度上的值, 则由(3.6.11~12)式, 求出 q 的峰上所有量的值

对一般情况,
$$G = \frac{\beta^2}{\alpha q} = \frac{N_a^2}{N_\beta^2} \quad (3.6.23)$$

当 $\chi = 0$,
$$G = \frac{\beta_0^2}{\alpha q_0} = \frac{N_{a_0}^2}{N_{\beta_0}^2}$$

若 G 和 K 保持为常数, q 和 β 的变化能改变 $N(Z)$ 的大小, 且相对于 Z 轴移动 $N(Z)$ 分布曲线, 但不改变它的形状。

图 3.17 中画出了 $G = \frac{1}{4}, 1, 4, 9$ 时对应 $N(Z)$ 的分布曲线。

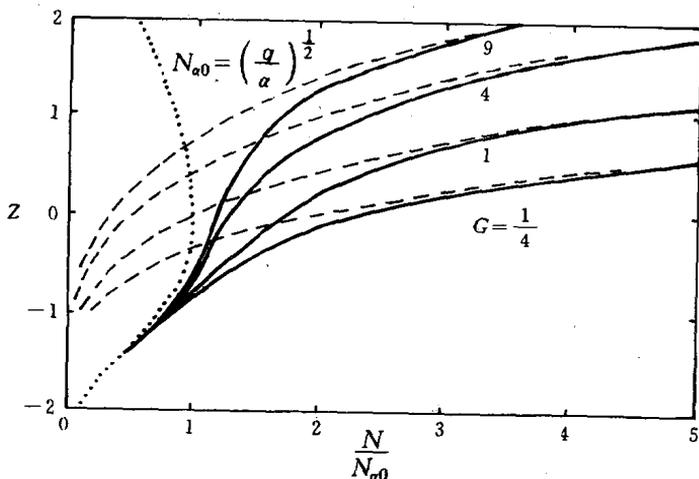


图 3.17 F层分裂

由该图可以看出,在 $G = \frac{1}{4}$ 时, $N(Z)$ 曲线几乎是平滑的;在 $G=4$ 时,有凸起出现,在 $G=9$ 时,凸起更明显。在垂测频高曲线 $h'(f)$ 上,这样的凸起会产生一个突出的峰, F 层分裂为 F1 层和 F2 层。

因为 G 是在 q 的峰上定义的,它随太阳天顶角 χ 而变。由 (3.6.23) 式及 $\beta = \beta_0 e^{-KZ}$, 可得:

$$\begin{aligned}
 G(\chi) &= \frac{\beta_0^2 (\cos \chi)^{2K}}{aq_0 \cos \chi} \\
 &= G(0) (\cos \chi)^{2K-1} \quad (3.6.24)
 \end{aligned}$$

如果大气层的组成不改变, $\chi=0$ 时的 G 值 $G(0)$ 应该是常数。当 χ 增加时, $G(\chi)$ 应减小, 层的分裂应变得不明显, 或甚至不出现。这同观测结果是一致的。在中纬地区, F1 层在中午 ($\chi=0$) 前后最明显, 且在夏天比在冬天更易观测到。又因为 $G(0) \propto \frac{1}{q_0}$, 而 q_0

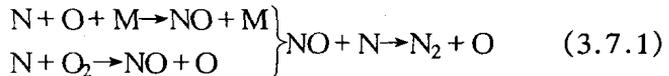
随太阳周期变化,由此也可以说明 F1 层在太阳黑子极小年比太阳黑子极大年明显这个观测事实。此外,在日食期间,F1 层可以在通常不能观测到的时间里出现,这也可能是日食期间 q_0 的减小而引起 G 增加的结果。

§ 3.7 D 层的离解复合

3.7.1 D 层的离化

正常 D 层离化源有三种:太阳 X 射线,宇宙线及 Lyman- α (1216Å)射线,太阳 X 射线和宇宙线电离所有的大气成分。但 D 区绝大部分电离是由于太阳 Lyman- α 射线对一氧化氮(NO)的作用。NO 分子的电离势只有 9.25eV,它相应于 1330Å 的波长。在 Lyman- α 线光谱区内, O_2 的吸收截面较低,因而存在着一个大气窗口,使 Lyman- α 射线可以深入到大气相当低的高度电离 NO,从而在 D 层高度上产生 NO^+ 离子与电子。即使在夜间,Lyman- α 射线的直接入射通常为零,来自大气最上层氢地冕(hydrogen geocorona)的反射也可产生相当的 Lyman- α 的散射。其强度约为白天直接通量的 1% 到 0.1%。因而散射只在夜间对 D 层电离有显著贡献。

在 D 层高度上,与 NO 的产生及消灭有关的重要反应可能是



其中 M 表示某个中性粒子。在此反应中,NO 的产生率与损失率都比例于原子氮的浓度 $[N]$ 。结果平衡态下的 NO 与 $[N]$ 无关。但反应与温度有关。因为反应速率系数随温度变化,特别是包含有 O_2 的反应更是如此。

NO 的分布直接影响 D 层形态。而 NO 的分布又与大气动力学关系密切。NO 在平流层和热层大量产生,在中层(D 层的背

景)它的分布极大地取决于从邻近区域来的输送和由光化过程引起的破坏二者之间的平衡。当动力学过程发生变化时,输送过程的变化也可能影响 NO 的分布。

D 层除了 Lyman- α 射线离化 NO 外,1027Å[O₂(¹Σ_g⁻)的光电离极限]至 1118Å[O₂(¹Δ_g)的光电离极限]光谱区是 D 层离化的另一个源。该光谱区的辐射被 O₂ 及 CO₂ 吸收而电离,但其电离率远小于 NO 的电离率。

硬 X 射线($\lambda < 10\text{Å}$)也能穿透到 D 层。在太阳活动低年它产生的离子比 Lyman- α 射线产生的离子要少。在太阳扰动期间,其贡献变大。例如在强太阳活动期间 1Å 至 8Å 光谱上的太阳辐射强度比宁静期约强 1000 倍。在太阳耀斑期间可能会额外增加 100 倍。因此, X 射线在 D 层引起的电离率变化是大的。太阳耀斑期,观测到离子密度的变化反映了 X 射线的贡献。但是,日常 D 层测得的离子和电子密度一般呈现较低的变化。这说明在 D 层起主导作用的离化源是稳定的。X 射线产生的离化是次要的。

3.7.2 D 层离子平衡方程、有效复合系数

在低电离层中,离化物的输送可以忽略,离子浓度 n^+ , n^- 和电子浓度 N 的连续性方程中只有光化学项。电离物的连续性方程可以写成

$$\frac{dn^+}{dt} = q - \alpha_e n^+ N - \alpha_i n^+ n^- \quad (3.7.2)$$

$$= q - (\alpha_e + \lambda \alpha_i) n^+ N$$

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha_e n^+ N - aN + (\rho + \delta) n^- \quad (3.7.3)$$

$$\frac{dn^-}{dt} = aN - (\rho + \delta) n^- - \alpha_i n^+ n^- \quad (3.7.4)$$

其中 a 是附着系数, ρ 是光致分离系数, δ 是碰撞分离系数,电离层的电中性要求

$$n^+ = n^- + N = (1 + \lambda) N \quad (3.7.5)$$

其中 $\lambda = \frac{n^-}{N}$ 是负离子比。从(3.7.5)式可以看出,以上3个连续性方程不是独立的,因为(3.7.2)式是(3.7.3)与(3.7.4)式之和。

在特定条件下可以作一些简化。除了电离层整体受到扰动(如太阳耀斑或日食)的时候以外,时间导数同其他项相比很小。

如果在(3.7.4)式中取 $\frac{dn^-}{dt} = 0$, 可求出:

$$\lambda = \frac{n^-}{N} = \frac{a}{(\rho + \delta + a_i n^+)} \quad (3.7.6)$$

白天,上式的分母基本上由光致分离系数 ρ 控制,因为 ρ 正比于能消灭负离子的辐射通量,所以它相对地与高度无关,这是由于D层在光学上对于这种辐射只是一薄层。相反,系数 a 和 δ 向上指数地减小,因为它们依赖于参与附着和分离过程的气体分子浓度。因而,在白天, λ 向上减小,在90km以上 λ 非常小(图3.18)。在晚上,离子的复合会限制 n^- 的平衡值。在 a^{-1} 超过几小时的较

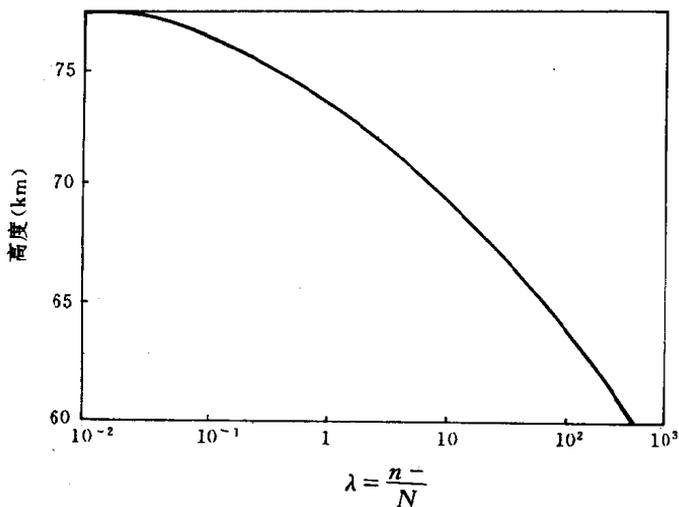


图 3.18 由数学模式计算的太阳活动低年的 $\lambda = \frac{n^-}{N}$ 的高度变化

大高度上,平衡条件几乎不满足。而且,如果主要的反应包含一种成分(可能是 O 或 O₃,它们的丰度周日地变化),则 δ 和 a 的昼夜变化就可能存在。这种不定性就使得对于 λ 这个基本的电离层量了解得还很少。

在白天,附着和分离进行得很快, $\rho \approx 1\text{s}^{-1}$,这意味着负离子的寿命是 1 秒的数量级,平衡的假设是成立的。我们可以把(3.7.5)代入(3.7.2)式得到

$$(1 + \lambda) \frac{dN}{dt} = q - (1 + \lambda)(\alpha_e + \lambda\alpha_i)N^2$$

及
$$\frac{dN}{dt} = \frac{q}{1 + \lambda} - \alpha_{eff}N^2 \quad (3.7.7)$$

由于 λ 随高度减小,上式定义的“有效”系数

$$\alpha_{eff} = \alpha_e + \lambda\alpha_i \quad (3.7.8)$$

随高度增加而迅速地趋近于 α_e 。

在讨论准平衡情况时(此时有 $\frac{dN}{dt} = 0$), (3.7.7)式可以写成

$$q = (1 + \lambda)\alpha_{eff}N^2$$

或
$$N = \sqrt{\frac{q}{(1 + \lambda)\alpha_{eff}}} \quad (3.7.9)$$

当 λ 很小时有

$$\begin{cases} \alpha_{eff} = \alpha_e \\ N = \sqrt{\frac{q}{\alpha_{eff}}} \end{cases} \quad (3.7.9a)$$

在有几种离子的情形下,令下标 j 代表第 j 类离子,此时(3.7.7)式变成

$$\frac{dN}{dt} = \sum_j \frac{q_j}{1 + \lambda} - \frac{N}{1 + \lambda} \sum_j (\alpha_{ej} + \lambda\alpha_{ij})n_j^+ \quad (3.7.10)$$

以及
$$\sum_j n_j^+ = (1 + \lambda)N$$

定义此时的有效复合系数为

$$\alpha_{eff} = \frac{\sum_j (\alpha_{ej} + \lambda \alpha_{ij}) n_j^+}{\sum_j n_j^+}$$

电子方程(3.7.10)式成为

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\sum_j q_j}{1 + \lambda} - \alpha_{eff} N^2 \quad (3.7.11)$$

在平衡态下有 $\frac{dN}{dt} = 0$, 于是得出

$$N = \left[\frac{\sum_j q_j}{(1 + \lambda) \alpha_{eff}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.7.12)$$

与(3.7.9)式形式相同。

图 3.18 及 3.19 分别给出 λ 与 α_{eff} 的垂直分布。图 3.18 显示了 λ 随高度减小的特点。由图 3.19 可见, 在 D 层的高度上, α_{eff} 随高度的变化是大的(几乎差一个量级)。

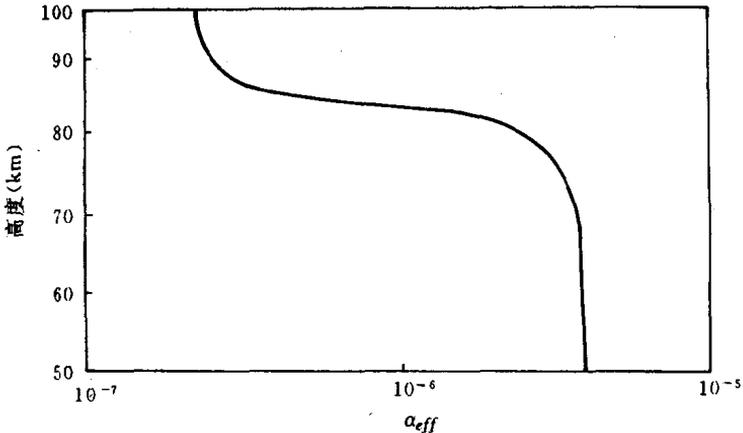


图 3.19 由数学模式得到的 α_{eff} 的垂直分布

实验证明, 有效复合系数同电子温度有关。在电子温度 T_e

约为 $10^3 \sim 10^4 \text{K}$ 时,随着 T_e 的增加, α_{eff} 的下降按 $\propto T_e^{-\gamma}$ 形式确定。 γ 值约为 $\frac{1}{2}$ 到 $\frac{3}{2}$ 之间。按 DASA Rate Handbook(1970)的资料,在 NO^+ 离子与电子复合时,其复合系数

$$\alpha_1 \approx 5 \times 10^{-7} \left(\frac{300\text{K}}{T} \right)^{1.2} \quad (3.7.13)$$

在 O_2^+ 离子时,其复合系数

$$\alpha_2 \approx 2.2 \times 10^{-7} \left(\frac{300\text{K}}{T} \right)^{0.7} \quad (3.7.14)$$

根据 Baner(1973)的资料,当 $T = 300\text{K}$ 时, NO^+ 离子的复合系数为

$$\alpha_1 \approx T_e^{-\frac{1}{3}} \quad (3.7.15)$$

在 D 层,离子化学的研究表明,正离子以 NO^+ 为主,而且是以水团粒结构形式存在的,称为水化聚合离子。例如在 D 层中比较常见的是 $\text{NO}^+ \cdot (\text{H}_2\text{O})_3$ 的水化聚合离子。有效复合过程主要是由重的水化聚合离子产生。同产生 NO 的化学反应一样,产生水化聚合离子的化学反应的平衡对温度也十分敏感。这意味着 D 区的离子成分随季节和纬度有较大的变化,同时也有受局地温度调制的突发性变化。这些概念对理解冬季无线电波“吸收反常”是非常有用的。

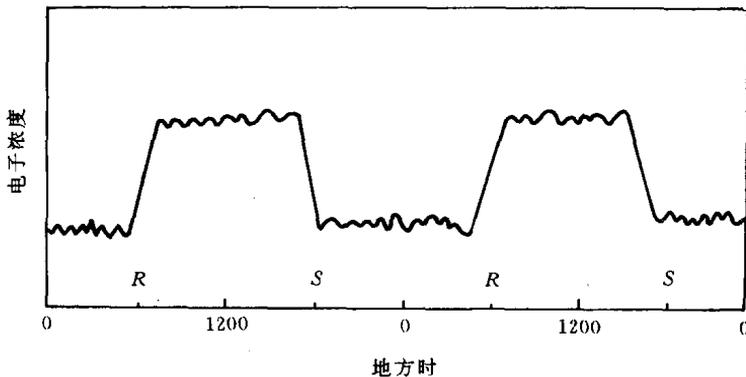


图 3.20 D 层最下部电子浓度的日变化

在中、高纬地区, D 层的最下部分主要被宇宙射线电离。因为受到地磁场的偏离, 宇宙射线基本上是等量地落入地球的白天半球和夜间半球, 在一天 24 小时之内强度变化不大。所以由 (3.7.9) 式给定的平衡电子浓度 N 在白天与夜间的变化也不大。但在白天, 太阳辐射可以使负离子的电子逸出, 导致 λ 和 α_{eff} 很小, 而电子浓度 N 变得较大。结果, 在电离层 D 层的下部, 电子浓度的日变化就像图 3.18 所示的那样白天大夜间小。日出时(图中 R 点), 使电子逸出的辐射到达 D 层相应的高度, 此时电子浓度会突然增大。相反的过程发生在日落期间(图中的 S 点)。此时太阳辐射在相应的高度上消失, 电子浓度也突然减小。

第四章 电离层中的漂移与扩散

§ 4.1 连续性方程中的输运项

4.1.1 离子、电子运动速度

电离层内一般存在两类过程——光化学过程和输运过程。带电粒子浓度分布满足连续性方程：

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - L(N) - \nabla \cdot (NV) \quad (4.4.1)$$

q 、 L 分别代表产生项与损失项,前章着眼于光化学平衡为主导的较低电离层的特征,并忽略了输运项 $\nabla \cdot (NV)$ 的作用。本章重点讨论电离层中由该项产生的漂移与扩散运动。

电离层是等离子体层,除受重力和碰撞作用外,还受电磁力的作用。要研究这些力对电子、离子运动速度的作用,应分别建立电子和离子的运动方程,在某些合理的假定下,求出等离子体运动速度 \mathbf{V} 。项 (NV) 代表输运产生的电子(或离子)的通量,其散度 $\nabla \cdot (NV)$ 表示单位体积单位时间的损失率。在较高的高度,中性粒子浓度越来越低, q 、 L 的影响随之变小。而输运项 $\nabla \cdot (NV)$ 的影响却越来越大,并主导电离层的行为。输运项又可以写成

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (NV) &= (\nabla N) \cdot \mathbf{V} + N(\nabla \cdot \mathbf{V}) \\ &= u \frac{\partial N}{\partial x} + v \frac{\partial N}{\partial y} + w \frac{\partial N}{\partial h} + N \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial h} \right) \end{aligned}$$

其中 u, v, w 是速度 \mathbf{V} 的三个分量。对上式可以作以下简化:尽

管电离层中可能存在相当快的水平运动,但水平运动尺度一般为数百乃至数千公里距离,而垂直方向上的运动尺度往往只有数十公里, N 和 \mathbf{V} 的水平梯度远小于垂直方向的梯度。可以认为水平运动对输运项的贡献不大。只保留输运项垂直分量后上式简化为

$$\nabla \cdot (N\mathbf{V}) = \frac{\partial}{\partial h} (N\tau\omega) \quad (4.1.2)$$

其中 ω 是垂直方向上的运动速度。除非水平梯度特别大,例如日出、日落时,或者是某些特别需要考虑水平运动的重要性(如赤道电离层)时,一般说来,以上简化都是成立的。

在输运项起作用的高度上可以忽略负离子的存在,并认为正离子和电子的浓度相等。研究表明,即使产生极化电荷,正负带电粒子浓度差也仅为 10^{-10} 。电荷变化不大。结果电离层中电流是连续、无散的。并满足

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = e \nabla \cdot (n_i \mathbf{V}_i - n_e \mathbf{V}_e) = 0 \quad (4.1.3)$$

式中 e 为单个离子携带的电荷。因为 $n_i = n_e$, 所以 $\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_e$, 由此在连续性方程(4.1.1)中使用电子速度或离子速度其结果并无差别。

4.1.2 运动方程

假设等离子体粒子间的碰撞频率很高,这意味着粒子随机热运动速度(离子约为 1 km/s, 电子 200km/s)完全平衡并可以忽略。可用洛伦兹项($\mathbf{V} \times \mathbf{B}$)表示带电粒子运动的影响。

电离层中一般有以下几种重要输运过程:

1. 电场使离子和电子运动。其运动特性依赖于外磁场和碰撞频率,从而决定了带电粒子的迁移率和电导率。

2. 中性大气风 \mathbf{V} 拖曳带电粒子运动。中性风的作用表现在运动方程中的 $\nu_{nl}(\mathbf{V} - \mathbf{V}_l)$ 项, \mathbf{V}_l 为带电粒子速度, ν_{nl} 为中性风与 l 类带电粒子的碰撞频率。中性风产生的力正比例于速度差 $(\mathbf{V} - \mathbf{V}_l)$ 和碰撞频率 ν_{nl} 。例如在 E 层,潮汐风是“大气发电机”的

驱动力,而热层风对F层输送过程起至关重要的作用。

3. 热层中日常温度变化对带电粒子也产生同中性大气一样的影响。而且电离层等离子体也参与大气的热胀冷缩。

4. 双极扩散。电离层等离子体中电子与离子在重力和各自的部分压力梯度作用下将扩散分离。而它们之间的极化场又保持它们在一起,总的效果是两种粒子将以相同速度朝某一方向扩散,此即为等离子体扩散或“双极扩散”。双极扩散同时受到碰撞与地磁场的约束。双极扩散将在 § 4.4 中详细讨论。

若忽略粘滞性以及带电粒子间的碰撞,且仅考虑稳态情况,第 j 类粒子的运动方程可表示为

$$m_j \frac{\partial \mathbf{V}_j}{\partial t} = 0 = m_j \mathbf{g} - n_j^{-1} \nabla (n_j k T_j) + \epsilon (\mathbf{E} + \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}) - m_j \sum_{l \neq j} \nu_{jl} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_l) \quad (4.1.4)$$

式中, ϵ 代表 j 类粒子的带电量,对于中性粒子、正离子及电子其值分别为 0、 $+e$ 和 $-e$ 。

\mathbf{B} 是地磁场。在洛伦兹力项 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ 中, \mathbf{B} 还应包括电离层电流产生的附加磁场,与地磁场相比,附加磁场可以略去。应当注意,在偏离磁力线方向,洛伦兹力对粒子的平均运动起阻尼作用。电场 \mathbf{E} 应包括带电粒子相对运动所产生的极化场,故 \mathbf{E} 是“自治”场。最后一项是碰撞项,它代表各粒子间的碰撞阻尼。系数 ν_{jl} 是 j 、 l 类粒子的有效碰撞频率。碰撞项可以分为两项:

$$+ m_j \nu_j \mathbf{V}_l \text{ 和 } - m_j \nu_j \mathbf{V}_j$$

其中 $\nu_j = \sum_{l \neq j} \nu_{jl}$ 。前者为驱动项,后者为阻尼项,它包含了运动方程中的未知量 \mathbf{V}_j 。 \mathbf{V}_l 是第 l 类离子运动速度,它是已知的。

一般仅考虑相对稳定运动,运动方程中可取 $\frac{\partial \mathbf{V}_j}{\partial t} = 0$ 。所谓相对稳定运动是指时间尺度而言的。假定运动特征时间为 τ ,则加速度项 $m \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}$ 的量级是 $mV\tau^{-1}$,碰撞项的量级为 $mV\nu$,而洛伦兹

项的量级是 $m\nu\Omega$ ($\Omega = \frac{eB}{m}$ 是磁旋频率)。一般地, Ω^{-1}, ν^{-1} 具有 1 秒的量级, 如果 $\tau \leq \Omega^{-1}, \nu^{-1} \approx 1$ 秒, 即所研究运动的时间尺度远小于 1 秒, 运动不能被看成是稳定的。波激励如无线电波传播或等离子体不稳定性所引起的运动是不稳定的, 而准静态运动或很慢振荡可以认为是相对稳定的。此时, 加速度总是精确地被碰撞和回旋加速引起的联合效应所平衡。

4.1.3 碰撞频率

中性粒子、带电粒子间的碰撞问题是高层大气物理研究的核心之一。它在电子和离子的热平衡、气体的扩散、热传导、无线电波效应、气体的电离和光电子辐射等物理过程中都具其重要性。碰撞频率是最基本、最常用的概念之一。以下仅简要引用某些结果, 详细的可参阅有关文献, 如参考文献[18]。

考虑热平衡状态下的两种粒子, 各自的质量、浓度、速度、温度均以下标 1 和 2 区别。动力论理论表明第 j 类粒子速度分布一般遵循麦克斯韦分布

$$f(V_j) = n_j \left(\frac{m_j}{2\pi k T_j} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left\{ -\frac{m_j V_j^2}{2k T_j} \right\} \quad (4.1.5)$$

式中 k 是玻尔兹曼常数 (1.38×10^{-16} 尔格·开尔文 $^{-1}$)。通常对 $f(V_j)$ 归一化使得

$$\int f(V) d\mathbf{V} = 4\pi \int_0^\infty v^2 f(v) dv = n_j \quad (4.1.6)$$

此即零阶矩, n_j 为第 j 类气体密度。记两类粒子的相对速度为

$$V_{12} = |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2| \equiv g \quad (4.1.7)$$

由麦克斯韦分布(4.1.5)求 1 阶矩可得平均相对速度

$$\begin{aligned} \bar{V}_{12} &= \int |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2| f_1(\mathbf{V}_1) f_2(\mathbf{V}_2) d\mathbf{V}_1 d\mathbf{V}_2 \\ &= \left(\frac{8k}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_1}{m_1} + \frac{T_2}{m_2} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (4.1.8)$$

一个粒子的平均动能是

$$\bar{\epsilon}_j = \int \frac{1}{2} m_j v_j^2 f(V_j) dV_j = \frac{3}{2} kT_j \quad (4.1.9)$$

当以上两类粒子碰撞时,若相对速度 V_{12} 小于热运动速度,可以证明粒子 1 损失的平均动量为 $m_1 \nu_{12} V_{12}$, 具有频率的量纲,它只依赖于两类粒子间相互作用的规律,称作碰撞频率,或者动量输送频率,或者有效碰撞频率。粒子 2 得到的动量恰好是粒子 1 失去的动量,因此

$$n_1 m_1 \nu_{12} = n_2 m_2 \nu_{21} \quad (4.1.10)$$

设粒子碰撞截面为 $\sigma(g)$,则单位时间内粒子 1 与粒子 2 的碰撞次数是

$$\nu_{12}(g) = n_2 g \sigma(g) \quad (4.1.11)$$

平均碰撞频率为

$$\bar{\nu}_{12} = \frac{1}{n_1} \int g \sigma f(V_1) f(V_2) dV_1 dV_2 \quad (4.1.12)$$

半径为 r_1, r_2 的两刚性球碰撞是最简单的模型。设碰撞是弹性的且没有能量的激发与损失,此时碰撞截面是

$$\sigma_0 = \pi(r_1 + r_2)^2$$

平均碰撞频率为

$$\bar{\nu}_{12} = n_2 \sigma_0 \bar{V}_{12} \quad (4.1.13)$$

在刚性球近似下,典型的粒子参量: $\sigma_0 = 5 \times 10^{-15} \text{cm}^2$, $m = 2.8 \times 10^{-23} \text{g}$ (相当于氧原子)且 $T = 300\text{K}$

$$\bar{\nu}_{12} = 1.1 \times 10^{-10} n_2 (\text{s}^{-1})$$

这是正离子同中性粒子碰撞的典型值。对于电子同中性粒子的碰撞,由于 $m_e \ll m_n$,由(4.1.13)式可知

$$\bar{\nu}_{en} = n_n \sigma_{en} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1.14)$$

同理,当碰撞截面相同且 $T_e \approx T_i$ 时, $\bar{\nu}_{en} > \bar{\nu}_{in}$,即电子碰撞频率大于离子碰撞频率。

另外,当电子-中性碰撞截面与相对速度无关时,电子碰撞频率随 $T_e^{\frac{1}{2}}$ 而变,即在电子同中性粒子间的相对速度中电子热运动起主导作用。

当碰撞截面与相对速度有关时,碰撞频率的温度相关比(4.1.14)式更为复杂。此时,定义动量输送碰撞频率为

$$\nu_{12} = n_2 g \sigma_D(g) \quad (4.1.15)$$

$\sigma_D(g)$ 是动量输送截面,可以证明,其平均值是

$$\overline{Q}_D = K^3 \int_0^{\infty} g^5 \sigma_D(g) \exp\{-g^2 K\} dg \quad (4.1.16)$$

其中

$$K = \left[2k \left(\frac{T_1}{m_1} + \frac{T_2}{m_2} \right) \right]^{-1} \quad (4.1.17)$$

为常数。平均碰撞频率

$$\overline{\nu}_{12} = \frac{4}{3} n_2 \overline{V}_{12} \overline{Q}_D \quad (4.1.18)$$

对于电子-中性碰撞,由 $\frac{T_e}{m_e} \gg \frac{T_n}{m_n}$, 上式成为

$$\overline{\nu}_{en} = \frac{4}{3} n_n \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \overline{Q}_D \quad (4.1.19)$$

其中

$$\overline{Q}_D = K_e^3 \int_0^{\infty} V_e^5 \sigma_D(V_e) \exp\{-V_e^2 K_e\} dV_e$$

$$K_e = \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{-1}$$

(4.1.18)式定义的是质心坐标系中的碰撞频率。实验室坐标系中定义的碰撞频率为

$$\overline{\nu}_L = \frac{m_2 \overline{\nu}_{12}}{m_1 + m_2} \quad (4.1.20)$$

此即(4.1.4)式中使用的碰撞频率。若使用(4.1.18)式定义的碰

撞频率,则(4.1.4)式中的碰撞项应取以下形式

$$\frac{m_1 m_2 \bar{\nu}_{12}}{m_1 + m_2} (\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1)$$

这里,定义约化质量 $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ 。

§ 4.2 等离子体漂移

电离层中的电场、中性风驱动带电粒子作整体定向运动,称为漂移。漂移可用以解释F层中的一些异常现象。本节将从讨论单粒子运动出发,先得到迁移率,继而讨论中性风和电场产生的漂移,最后简介 Martyn 漂移理论。

如果忽略重力、压力梯度及电子-离子碰撞,运动方程(4.1.4)可以大为简化。受电场和磁场的作用,带电粒子运动满足方程

$$m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \epsilon \mathbf{E} + \epsilon \mathbf{V} \times \mathbf{B} - m\nu(\mathbf{V} - \mathbf{U}) \quad (4.2.1)$$

式中, \mathbf{V} 为带电粒子漂移速度, \mathbf{U} 是中性大气速度, ν 是带电粒子同中性粒子的碰撞频率。

4.2.1 单粒子运动、迁移率

对单个粒子,当特征时间尺度 $\tau \gg \nu^{-1}, \Omega^{-1}$ 时,可令(4.2.1)式左边 $\frac{d\mathbf{V}}{dt} = 0$,由此可求出平均漂移速度 \mathbf{V} 。

定义总驱动力为

$$\mathbf{F} = \epsilon \mathbf{E} + m\nu \mathbf{U} \quad (4.2.2)$$

对(4.2.1)式作简单的移项后,原方程变为

$$\mathbf{F} = m\nu \mathbf{V} - \epsilon \mathbf{V} \times \mathbf{B} \quad (4.2.3)$$

对电子和离子, ϵ 分别取 $-e$ 和 $+e$ 。

选取图 4.1 所示的直角坐标系 (x, y, z) ,使 z 轴平行于外磁场 \mathbf{B} , $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, $\mathbf{F} = (F_{\perp}, 0, F_{\parallel})$ 。矢量方程(4.2.3)式的三个

分量方程分别为

$$\begin{cases} F_{\perp} = m\nu u - \epsilon Bv \\ 0 = \epsilon Bu + m\nu v \\ F_{\parallel} = m\nu w \end{cases} \quad (4.2.4)$$

定义带电粒子的磁旋频率为

$$\Omega = \frac{|\epsilon| B}{m} = \frac{eB}{m} \quad (4.2.5)$$

由(4.2.4)式解出速度 \mathbf{V} 在 x 、 y 、 z 方向的三个分量

$$\begin{cases} u = \frac{1}{m} \frac{\nu}{\nu^2 + \Omega^2} F_{\perp} \\ v = \mp \frac{1}{m} \frac{\Omega}{\nu^2 + \Omega^2} F_{\perp} \\ w = \frac{1}{m} \frac{1}{\nu} F_{\parallel} \end{cases} \quad (4.2.6)$$

ν 分量的负号用于离子, 正号用于电子, 以下相同。

定义迁移率张量

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} K_1 & \pm K_2 & 0 \\ \mp K_2 & K_1 & 0 \\ 0 & 0 & K_0 \end{bmatrix} \quad (4.2.7)$$

$$K_0 = \frac{1}{m\nu}, \quad K_1 = \frac{1}{m} \frac{\nu}{\nu^2 + \Omega^2}, \quad K_2 = \frac{1}{m} \frac{\Omega}{\nu^2 + \Omega^2}$$

和
$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} F_{\perp} \\ 0 \\ F_{\parallel} \end{bmatrix}$$

重写(4.2.6)式为矩阵方程, 得到描述速度 \mathbf{V} 与驱动力 \mathbf{F} 的矢量方程

$$\mathbf{V} = \mathbf{K} \cdot \mathbf{F}$$

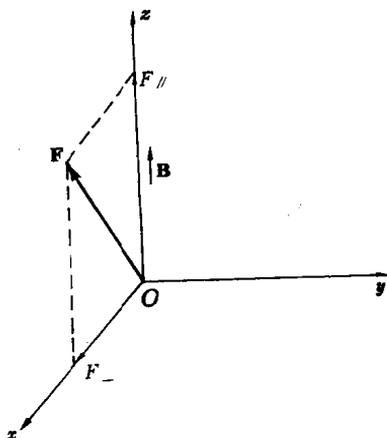


图 4.1 讨论 \mathbf{F} 所用的坐标系

注意 \mathbf{K} 的每个元素是分速度对分力之比,称之为单位电荷的迁移率。一般定义的迁移率是速度对电场之比,是标量比 $K = \frac{V}{E}$ 。而此处的定义更广义些。驱动力包括电力和机械力。

K_0, K_1, K_2 有确定的物理意义,由(4.2.5)和(4.2.7)式分别写出

$$\left\{ \begin{array}{l} K_0 = \frac{1}{m\nu} = \frac{1}{Be} \frac{\Omega}{\nu} \quad \text{称为纵向迁移率}(// \mathbf{B}, // \mathbf{E}) \\ K_1 = \frac{1}{m\nu} \frac{\nu^2}{\nu^2 + \Omega^2} = \frac{1}{Be} \frac{\frac{\Omega}{\nu}}{1 + \frac{\Omega^2}{\nu^2}} \quad \begin{array}{l} \text{称为斐德森(Pedersen)} \\ \text{迁移率}(\perp \mathbf{B}, // \mathbf{E}) \end{array} \\ K_2 = \frac{1}{m\nu} \frac{\nu\Omega}{\nu^2 + \Omega^2} = \frac{1}{Be} \frac{\frac{\Omega^2}{\nu^2}}{1 + \frac{\Omega^2}{\nu^2}} \quad \begin{array}{l} \text{称为霍耳(Hall)} \\ \text{迁移率}(\perp \mathbf{B}, \perp \mathbf{E}) \end{array} \end{array} \right. \quad (4.2.8)$$

在电离层任意给定的高度, $\frac{\Omega}{\nu}$ 的大小对电子和离子不同且随高度变化。图 4.2 示出某带电粒子迁移率的高度变化。图中高度从 $\frac{\Omega}{\nu} = 1$ 处开始度量。对数迁移率以 (Be) 作单位,且假定碰撞频率 $\nu \propto e^{-Z}$, 磁旋频率 Ω 与高度无关。

根据带电粒子的受力状况,粒子运动也不尽相同。

(a) 若 $\mathbf{F} // \mathbf{B}$, $F_{\perp} = 0$, 带电粒子整体运动平行于该力,运动不受磁场影响,只受碰撞阻尼, $\mathbf{V} = \frac{\mathbf{F}}{m\nu}$, $|\mathbf{V}| = u$ 。

(b) 若 $\mathbf{F} \perp \mathbf{B}$ ($F_{//} = 0$), 带电粒子在垂直于 \mathbf{B} 的平面内运动, 速度方向与力的夹角为 $\alpha = \tan^{-1} \frac{\Omega}{\nu}$ 。对电子和离子,比值 $\frac{\Omega}{\nu}$ 不仅在同一高度取不同值,而且还随高度而变。二者的速度(大小和方向)理所当然地随高度而变。

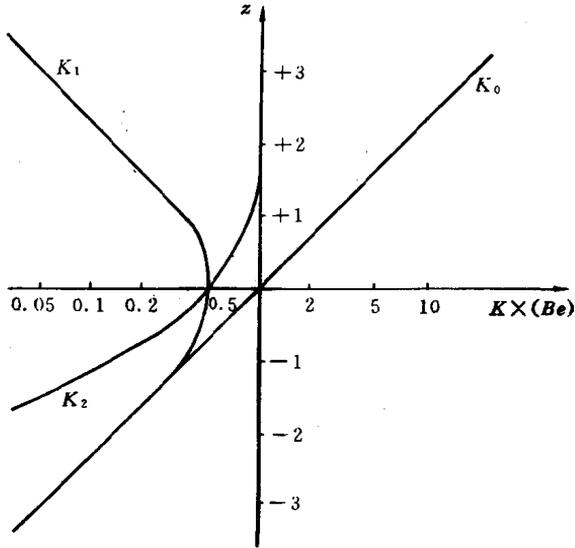


图 4.2 单一成分单位电荷的迁移率

4.2.2 风力漂移

在总驱动力 \mathbf{F} 中若只讨论速度为 \mathbf{U} 的中性风,便构成带电粒子的风力漂移运动。此时可取

$$\mathbf{F} = m\nu\mathbf{U}$$

或

$$\begin{cases} \mathbf{F}_\perp = m\nu U_\perp \\ \mathbf{F}_\parallel = m\nu U_\parallel \end{cases} \quad (4.2.9)$$

U_\perp, U_\parallel 代表垂直于和平行于磁场 \mathbf{B} 的分量。代入(4.2.6)式结果是

$$\begin{cases} u = \frac{\nu^2}{\nu^2 + \Omega^2} U_\perp \\ v = \mp \frac{\nu\Omega}{\nu^2 + \Omega^2} U_\perp \\ w = U_\parallel \end{cases} \quad (4.2.10)$$

由式可见:

(i) 在 x 方向,正负带电粒子朝同一方向作衰减运动,衰减

因子为 $\frac{v^2}{v^2 + \Omega^2}$ 。在 $v \ll \Omega$ 的高度, 近似有 $u \rightarrow 0$ 。注意运动是横越磁力线的, 所以在 x 方向运动速度衰减。

(ii) 沿磁场方向(z 轴), 风驱动正负带电粒子一起作无衰减运动。

(iii) 在 $\perp \mathbf{B}$ 、 $\perp \mathbf{U}$ 的方向, 异种电荷粒子运动方向相反, 产生电流。此即大气发电机的感应电流。磁场、驱动力和感生电流方向符合右手定则: $\mathbf{E} = \mathbf{U} \times \mathbf{B}$ 。该运动与大气潮汐在 E 层高度产生电流紧密相关。

第二章曾指出, F 层大气定向运动为热层风。热层风是水平风。考虑北半球电离层某处风速为 \mathbf{U} 的热成风。同样建立磁场 \mathbf{B} 位于 z 轴正向的直角坐标系 (x, y, z) , 使水平风 \mathbf{U} 在 $x - z$ 平面内, 如图 4.3 所示。平面 OAC 代表磁子午面。 I 为磁倾角。 $(\pi + \varphi)$ 是从正北方向顺时针测得的风方位角, $|\varphi| > \frac{\pi}{2}$ 是向极风, $|\varphi| < \frac{\pi}{2}$ 是向赤道风。由图示几何关系可分解 \mathbf{U} 为平行于 \mathbf{B} 的分量 U_{\parallel} 和垂直于 \mathbf{B} 的分量 U_{\perp} ,

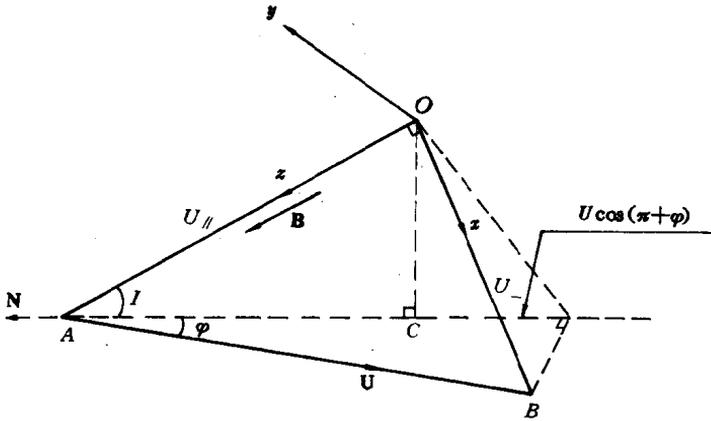


图 4.3 水平风 \mathbf{U} 的分解

$$\begin{cases} U_{//} = U \cos(\pi + \varphi) \cos I \\ -\frac{U_{\perp}}{U_{//}} = \tan \angle OAB \end{cases}$$

或

$$\begin{cases} U_{//} = -U \cos \varphi \cos I \\ U_{\perp} = U \cos \varphi \cos I \tan \angle OAB \end{cases} \quad (4.2.11)$$

由(4.2.10)式可知,热层风只在 x, z 方向产生等离子体漂移。两个方向的漂移在垂直于地面方向(OC方向)上叠加后产生垂直漂移速度 V_{iW} ,且

$$\begin{aligned} V_{iW} &= w \sin I + u \cot \angle OAB \cdot \sin I \\ &= U_{//} \sin I + \frac{\nu^2}{\nu^2 + \Omega^2} U_{\perp} \cot \angle OAB \sin I \end{aligned}$$

将(4.2.11)式代入上式得:

$$V_{iW} = -\frac{1}{2} \frac{\Omega^2}{\nu^2 + \Omega^2} U \cos \varphi \sin 2I \quad (4.2.12)$$

由此得知,当 $|\varphi| < \frac{\pi}{2}$ 时——这对应于夜间向赤道风,电离层等离子体向上漂移。当 $|\varphi| > \frac{\pi}{2}$ 时——这对应于白天向极风,电离层等离子体向下漂移。理论结果与 $h_m F2$ 的实测结果一致。

4.2.3 电力漂移

如果驱动带电粒子运动的力是电场力 \mathbf{E} ,则

$$\mathbf{F} = \epsilon \mathbf{E}$$

或

$$\begin{cases} F_{\perp} = \epsilon E_{\perp} \\ F_{//} = \epsilon E_{//} \end{cases} \quad (4.2.13)$$

带入(4.2.6)式得出:

$$\begin{cases} u = \frac{\epsilon E_{\perp}}{m} \frac{\nu}{\nu^2 + \Omega^2} \\ v = \mp \frac{\epsilon E_{\perp}}{m} \frac{\Omega}{\nu^2 + \Omega^2} = -\frac{\epsilon E_{\perp}}{m} \frac{\Omega}{\nu^2 + \Omega^2} \\ w = \frac{\epsilon E_{//}}{m} \cdot \frac{1}{\nu} \end{cases} \quad (4.2.14)$$

与风场不同,电场力对等离子体的作用是在 x, z 方向产生电流,而在垂直于电场和磁场方向产生漂移运动。此即电动机效应

(符合左手定则 $\mathbf{v} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$)。

同风力漂移一样,仅讨论等离子体的垂直漂移速度 V_{iE} 。取 $y-z$ 平面为磁子午面, \mathbf{B} 在正 z 轴方向, x 向西为正,如图 4.4 所示。 x 方向的电场在垂直于地面方向产生的漂移为

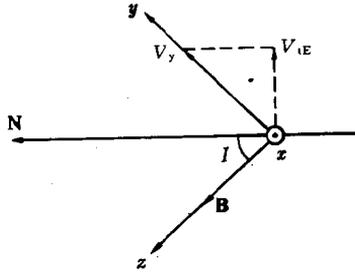


图 4.4 北半球的垂直漂移 V_{iE}

$$V_{iE} = u \cos I = - \frac{eE_x}{m} \frac{\Omega}{\nu^2 + \Omega^2} \cos I \quad (4.2.15)$$

在磁赤道 F 层, $I = 0, \cos I = 1$; 对电子和离子均有 $\nu \ll \Omega$ 。由 E 层(发电机层)产生的电场沿磁力线传到 F 层后,白天有向东的分量 (E_{\perp} 为负)。(4.2.15) 式进一步简化为:

$$V_{iE} \approx \frac{|E_{\perp}|}{B}$$

等离子体向上漂移,且漂移速度最大。它是解释电离层“赤道异常”现象的基本出发点。

4.2.4 “赤道异常”现象和 Martyn 漂移理论

从本世纪 40 年代末以来,电离层的大量实验结果表明,在磁赤道的 $\pm 15^\circ$ 的 F 层峰值电子浓度 ($N_m F2$) 分布,白天出现峰值(称为“双驼峰”); F2 层峰高度 $h_m F2$ 在磁赤道极大地提高。这种现象无法用 Chapman 理论解释。称为 F2 层的“赤道异常”现象。Martyn 于 1947 年基于电力漂移理论,认为赤道电离层等离子体在电力漂移的作用下向上漂移到远大于 $h_m F2$ 的高度,然后沿磁力线顺南北方向向下扩散到 $\pm 15^\circ$ 区域并在 $h_m F2$ 高度形成双峰。此

即所谓的“喷泉效应”(fountain effect)。(见第五章图 5.13)。喷泉效应机制已成为后继研究者解释“赤道异常”现象的理论基础。有关“赤道异常”的详细观测资料与论述将在第五章进行。

基于风力漂移理论, Martyn 还很好地解释了 F2 层峰高 h_m F2 白天降低、夜间升高的现象。这些构成了 Martyn 漂移理论的主要部分。

最后, 为加深读者对电力漂移理论的印象, 作为一个例子, 以下将要计算电离层中垂直于磁场 \mathbf{B} 的电场 \mathbf{E} 所产生的等离子体运动。

仍取 z 轴平行于 \mathbf{B} 的直角坐标系, x 轴向西为正。(4.2.14) 式中取 $E_{\perp} = -E$ (向东电场), $E_{\parallel} = 0$, 使用 $\Omega = \frac{eB}{m}$, 正负带电粒子运动速度可写成

$$\begin{cases} u = \mp \frac{E}{B} \frac{\nu\Omega}{\nu^2 + \Omega^2} \\ v = \frac{E}{B} \frac{\Omega^2}{\nu^2 + \Omega^2} \\ w = 0 \end{cases} \quad (4.2.16)$$

运动速度 \mathbf{V} 与电场 \mathbf{E} 之夹角为

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{\nu}{u} = \tan^{-1} \left(\mp \frac{\Omega}{\nu} \right)$$

速度大小为

$$|\mathbf{V}| = \sqrt{u^2 + v^2} = \frac{E}{B} \frac{\Omega}{\sqrt{\nu^2 + \Omega^2}} = \frac{E}{B} \sin\alpha \quad (4.2.17)$$

它是直径为 $\frac{E}{B}$ 的圆中弦的方程(圆心在 $(0, \frac{E}{2B})$, 弦过原点)。第三章图 3.4 曾给出电离层特征频率的垂直分布, 由该图可知, Ω 约为常数, 对于电子、离子又有 $\nu \propto e^{-Z}$ 及 $\Omega_e \approx 10^4 \Omega_i$ 。比值 $\frac{\Omega}{\nu}$ 在不同高度极不相同, 例如在 80km 高度附近, $\nu_e \approx \Omega_e$; 在 140km 附近, $\nu_i \approx \Omega_i$; 而发电机层所处的高度范围内有 $\nu_e \ll \Omega_e$, $\nu_i \gg \Omega_i$, 因

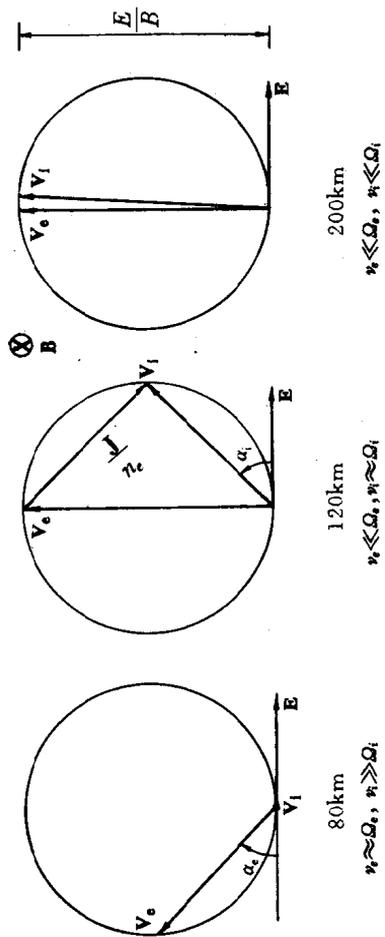


图 4.5 三高度上电子和离子的漂移速度矢量

此,电子和离子速度的大小方向随高度呈现不同变化。图 4.5 中分别画出了 80km、120km 和 200km 高度上电子和离子的运动速度矢量。

§ 4.3 电离层电导率

基于上节求出的迁移率,本节首先由电流方程求出无界电离层的电导率。其次考虑实际有界电离层,求出“层电导率”和赤道地区特有的 Cowling 电导率。最后讨论高度积分电导率。

4.3.1 电导率

设作用在电子浓度为 N 的等离子体上的电场为 \mathbf{E} ,在电场驱动下,电子和离子的运动速度分别为

$$\text{及} \quad \begin{cases} \mathbf{V}_e = \mathbf{K}_e \cdot (-e\mathbf{E}) \\ \mathbf{V}_i = \mathbf{K}_i \cdot (e\mathbf{E}) \end{cases} \quad (4.3.1)$$

速度差 $(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e)$ 将产生电流

$$\mathbf{j} = Ne(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) = Ne^2(\mathbf{K}_i + \mathbf{K}_e) \cdot \mathbf{E} \quad (4.3.2)$$

$$\text{令} \quad \boldsymbol{\sigma} = Ne^2(\mathbf{K}_i - \mathbf{K}_e)$$

$$\text{则有} \quad \mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}$$

称 $\boldsymbol{\sigma}$ 为电导率张量,并有

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (4.3.3)$$

由(4.2.7)及(4.2.8)可写出 $\boldsymbol{\sigma}$ 的三个分量分别是

$$\begin{cases} \sigma_0 = Ne^2(K_{0e} + K_{0i}) & \text{称为纵向电导率} \\ \sigma_1 = Ne^2(K_{1e} + K_{1i}) & \text{称为斐德森电导率} \\ \sigma_2 = Ne^2(K_{2e} - K_{2i}) & \text{称为霍尔电导率} \end{cases} \quad (4.3.4)$$

记一个电子-离子对的电导率为¹ σ ,由上式只需将电子、离子相应的迁移率(见图 4.2)进行简单相加即可得到一个电子-离子对的

电导率 $^1\sigma$,而迁移率业已求出。 $^1\sigma$ 的计算结果示于图4.6。图中采用理想等温大气模式,横坐标取对数尺度,并假设 $\nu_i\Omega_e \approx 1000\nu_e\Omega_i$,且与高度无关。取 $\nu_i\nu_e = \Omega_i\Omega_e$ 处为 $z = 0$ 。因为 $\Omega_e \approx 10^4\Omega_i$, $\nu_e \approx 10^2\nu_i$,所以 σ_0 中的离子贡献可以忽略。 σ_2 中电子和离子的贡献是反号的。同样因为在所有高度上 $\Omega_e \gg \Omega_i$,导致 $K_{2e} > K_{2i}$,电子迁移率起主要作用。这表明霍尔电流主要是由电子在 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向的漂移产生。霍尔电流的实际方向应在 $\mathbf{B} \times \mathbf{E}$ 方向。图4.6中 $\sigma_3 = \frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}{\sigma_1}$ 是以后将要讨论的 Cowling 电导率。

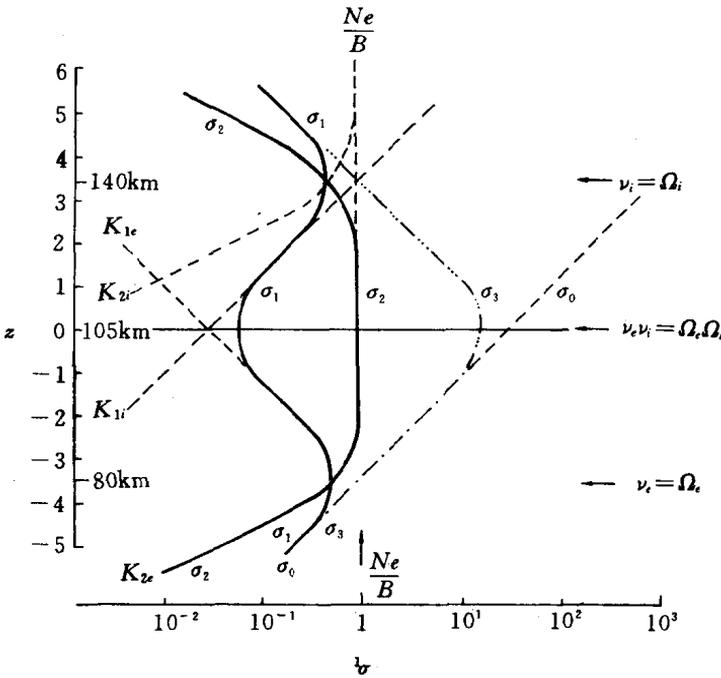


图4.6 一个离子对的电导率 $^1\sigma$

用 $^1\sigma$ 乘以电离层电子浓度剖面 $N(h)$ 即可得电离层电导率的垂直剖面 $\sigma(h) = N^1\sigma$ 。图4.7给出了一个计算实例。

图中有两点值得特别注意,首先,在110km附近高度上,斐德

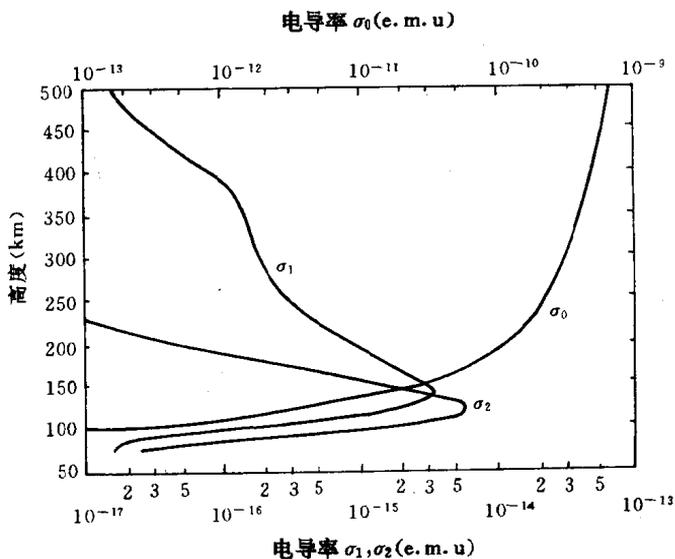


图 4.7 中纬地区中午电导率剖面

森电导率 σ_1 和霍尔电导率 σ_2 都出现最大值,一般称此区域为发电机层。其次,在很高的高度(例如 F2 层以上)随高度增加, $\nu \rightarrow 0$, 纵向电导率 σ_0 增大到很大数值,但不为无穷大。原因是 σ_0 还依赖于在高层大气起重要作用的电子-离子碰撞。重新写出电子运动方程,并保留电场和电子-离子碰撞项,在磁场方向有

$$0 = eE - m_e \nu_{ei} (V_e - V_i)$$

和

$$j = Ne(V_e - V_i)$$

综合二式有

$$\frac{eE}{m_e \nu_{ei}} = V_e - V_i = \frac{j}{Ne}$$

由此也能得到纵向电导率

$$\sigma_0^* = \frac{j}{E} = \frac{Ne^2}{m_e \nu_{ei}} \quad (4.3.5)$$

其中 $\nu_{ei} \propto N$, 故 σ_0^* 与电子浓度 N 无关。只有当 $\nu_{ei} \rightarrow 0$ 时, σ_0^*

才趋于无穷大。 ν_{ei} 是电子对离子的碰撞频率。

沿磁力线 σ_0 很大说明磁力线可以看成良导体,即磁力线是等势线。若认为 E 层(发电机层)是“电源”,F 层是“负载”,则 E 层 F 层由“导线”磁力线连结而构成电路。前面曾提及 E 层的东向电场可沿磁力线传到 F 层,其原因盖出于此。

由(4.3.1)式还可得到另一常用电导率表达式。因为

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}$$

再假设磁场 \mathbf{B} 在直角坐标系 z 方向,电场 \mathbf{E} 在 x - z 平面,则

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \\ E_y \end{pmatrix}$$

由此可得

$$\sigma_0 = \frac{j_z}{E_z}, \quad \sigma_1 = \frac{j_x}{E_x}, \quad \sigma_2 = \frac{j_y}{E_x} \quad (4.3.6)$$

用此方式定义的三个电导率分量分别为:

σ_0 ——平行于磁场的单位电场在磁场方向激起的电流,称为纵向电流。

σ_1 ——垂直于磁场的单位电场在电场方向激起的电流,称为裴德森电流。

σ_2 ——垂直于磁场的单位电场在 $\mathbf{B} \times \mathbf{E}$ 方向激起的电流,称为霍尔电流。

考虑到 $\mathbf{E}_{//} = E_x \mathbf{k}$, $\mathbf{E}_{\perp} = E_x \mathbf{i}$, $\mathbf{b} \times \mathbf{E} = E_x \mathbf{j}$, \mathbf{b} 是 \mathbf{B} 方向的单位矢量, \mathbf{i} 、 \mathbf{j} 、 \mathbf{k} 分别是 x 、 y 、 z 轴的单位矢量,所以有

$$\mathbf{j} = j_x \mathbf{i} + j_y \mathbf{j} + j_z \mathbf{k} = \sigma_0 \mathbf{E}_{//} + \sigma_1 \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_2 \mathbf{b} \times \mathbf{E} \quad (4.3.7)$$

这就是有关文献经常使用的表达式。

4.3.2 层电导率、Cowling 电导率

实际电离层在垂直方向的尺度是有界的,一般认为该层以上

和以下电导率为零,电流不能在垂直方向流动。电场垂直分量将在层的上下边界堆积电荷而产生极化电场,同原场叠加后导致总电流只在水平方向流动。该特点在电离层 E 层特别明显。这种层状电离层的电导率称为“层电导率”。以下详细讨论它。

根据(4.3.7)式

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E}_{//} + \sigma_1 \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_2 \mathbf{b} \times \mathbf{E} = \boldsymbol{\sigma}' \cdot \mathbf{E}$$

若能求出 $\mathbf{E}_{//}$ 、 \mathbf{E}_{\perp} 和 $\mathbf{b} \times \mathbf{E}$ 等量,则 $\boldsymbol{\sigma}'$ 可求。

首先,在电离层中建立以下坐标系,使 x - y 平面在水平面, x 轴向南为正, y 轴向东为正, z 轴垂直向上为正。磁力线磁倾角为 I ,则

$$\mathbf{B} = B(-\cos I \mathbf{i} - \sin I \mathbf{k})$$

\mathbf{B} 的单位矢量

$$\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B} = -\cos I \mathbf{i} - \sin I \mathbf{k} \quad (4.3.8)$$

由

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} - E_y \mathbf{j} + E_z \mathbf{k} \quad (4.3.9)$$

可得

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{//} &= (\mathbf{E} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} \\ &= (E_x \cos^2 I + E_z \cos I \sin I) \mathbf{i} \\ &\quad + (E_x \cos I \sin I + E_z \sin^2 I) \mathbf{k} \end{aligned} \quad (4.3.10)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\perp} &= \mathbf{E} - \mathbf{E}_{//} \\ &= (E_x \sin^2 I - E_z \cos I \sin I) \mathbf{i} + E_y \mathbf{j} \\ &\quad + (E_z \cos^2 I - E_x \cos I \sin I) \mathbf{k} \end{aligned} \quad (4.3.11)$$

$$\mathbf{b} \times \mathbf{E} = E_y \sin I \mathbf{i} + (E_z \cos I - E_x \sin I) \mathbf{j} - E_y \cos I \mathbf{k} \quad (4.3.12)$$

由(4.3.7)式求出电流密度各分量

$$\begin{aligned} j_x &= (\sigma_0 \cos^2 I + \sigma_1 \sin^2 I) E_x + \sigma_2 E_y \sin I \\ &\quad + (\sigma_0 - \sigma_1) E_z \cos I \sin I \end{aligned} \quad (4.3.13)$$

$$j_y = \sigma_1 E_y - \sigma_2 (E_x \sin I - E_z \cos I) \quad (4.3.14)$$

$$j_z = (\sigma_0 - \sigma_1)E_x \cos I \sin I - \sigma_2 E_y \cos I + (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I)E_z \quad (4.3.15)$$

由假设 $j_z = 0$, (4.3.15)式成为

$$E_z = \frac{\sigma_2 E_y \cos I - (\sigma_0 - \sigma_1)E_x \cos I \sin I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \quad (4.3.16)$$

代入(4.3.13)、(4.3.14)式并消去 E_z 后得·

$$\begin{cases} j_x = \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y \\ j_y = -\sigma_{xy}E_x + \sigma_{yy}E_y \end{cases} \quad (4.3.17)$$

其中

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0 \sigma_1}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \quad (4.3.18)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma_0 \sigma_2 \sin I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \quad (4.3.19)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\sigma_1 \sigma_0 \sin^2 I + (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) \cos^2 I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \quad (4.3.20)$$

以 $\sigma_{xx}, \sigma_{xy}, \sigma_{yy}$ 为元素构成 2×2 阶电导率张量 σ'

$$\sigma' = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \quad (4.3.21)$$

特别在磁赤道 $I=0$, 并有

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \sigma_0 \\ \sigma_{xy} = 0 \\ \sigma_{yy} = \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \equiv \sigma_3 \end{cases} \quad (4.3.22)$$

称 σ_3 为 Cowling 电导率。在磁赤道 E 层, 明显地有 $\sigma_3 \gg \sigma_1$, 如果有一东西向电场 E_y 存在, 必定产生强电流 $j_y = \sigma_3 E_y$ 。具体讨论如次: 设有一向东电场 \mathbf{E} 作用于赤道 E 层, 如图 4.8 所示。由图可见, \mathbf{E} 在 z 轴负方向产生霍尔电流

$$j'_z = -\sigma_2 E$$

已假定在垂直方向无电流越过边界, 霍尔电流 j'_z 将在电离层边界上产生电荷积累, 上负下正而形成极化电场 E_p , E_p 在正 z 轴方向产生裴德森电流

$$j''_z = \sigma_1 E_p$$

E_p 又在正 y 轴方向产生霍尔电流

$$j''_y = \sigma_2 E_p$$

平衡状态下

$$j_z = 0 = j'_z + j''_z$$

即

$$\sigma_1 E_p - \sigma_2 E = 0$$

由此求出

$$E_p = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} E \quad (4.3.23)$$

电场 E 在 y 方向产生的总电流由两部分组成: 一是电场 E 在 y 方向产生的裴德森电流 $j'_y = \sigma_1 E$; 另一是极化场 E_p 产生的霍尔电流 $j''_y = \sigma_2 E_p$ 。两种电流叠加有总电流

$$\begin{aligned} j_y &= j'_y + j''_y \\ &= \sigma_1 E + \sigma_2 E_p = \sigma_1 E + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} E \\ &= \left(\sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \right) E = \sigma_3 E \end{aligned} \quad (4.3.24)$$

即有 Cowling 电导率

$$\sigma_3 = \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \quad (4.3.25)$$

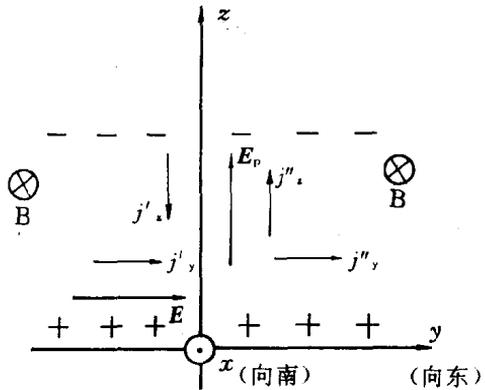


图 4.8 赤道电急流的产生

大量实验观测表明,磁赤道电离层上空附近几度狭长的区域内,由于大气运动而存在向东电场 \mathbf{E} ,从而也存在强大的向东电流 j_y ,人们称之为赤道电急流(electrojet)。它是磁赤道地区电离层特有的现象,对低纬电离层物理特性和电波传播具有特别的意义。

4.3.3 高度积分电导率

实际应用时往往需要计算整个电离层的总电流密度 \mathbf{J} ,例如研究地磁周日变化时,就是将所有电离层看成导电层而计算总电流密度 \mathbf{J} 。

总电流 \mathbf{J} 是 \mathbf{j} 对高度的积分

$$\mathbf{J} = \int \mathbf{j} dh = \int \boldsymbol{\sigma}' \cdot \mathbf{E} dh \quad (4.3.26)$$

若电场 \mathbf{E} 随高度变化很小, \mathbf{E} 可以从积分号内提出

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \left(\int \boldsymbol{\sigma}' dh \right) \cdot \mathbf{E} = \left\{ \int \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} dh \right\} \cdot \mathbf{E} \\ &= \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{E} \end{aligned}$$

$\boldsymbol{\Sigma}$ 称为高度积分电导率张量,可表示为

$$\boldsymbol{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma_{xx} & \Sigma_{xy} \\ -\Sigma_{xy} & \Sigma_{yy} \end{pmatrix} \quad (4.3.27)$$

三个分量分别是

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{xx} &= \int \sigma_{xx} dh \\ \Sigma_{xy} &= \int \sigma_{xy} dh \\ \Sigma_{yy} &= \int \sigma_{yy} dh \end{aligned} \right\} \quad (4.3.28)$$

这些量便是发电机理论经常使用的高度积分电导率或积分层电导率。计算得到的积分层电导率随磁纬变化之一例示于图 4.9。图中的值可代入(4.3.17)式计算外加场的电流。

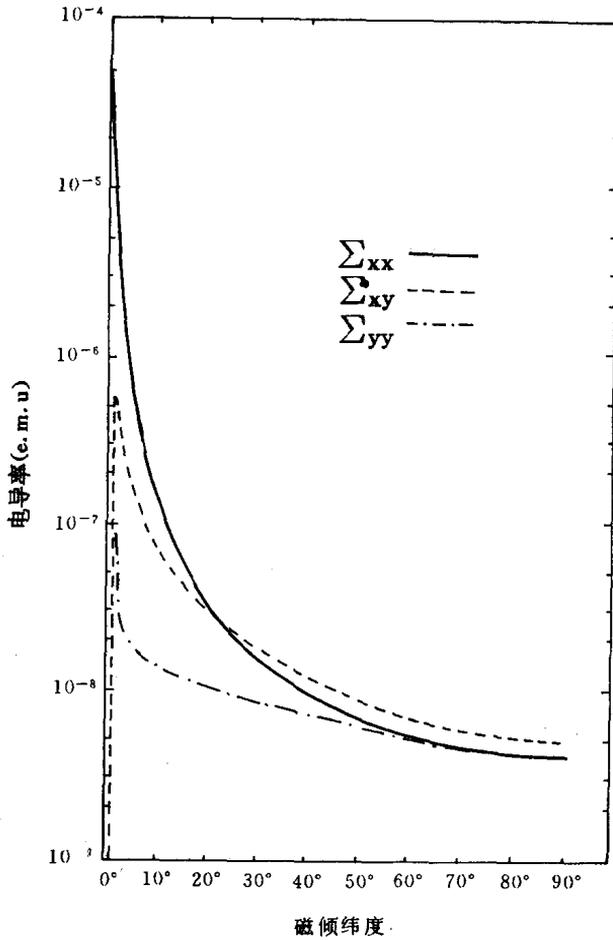


图 4.9 本地中午的积分层电导率

§ 4.4 等离子体扩散

§ 4.1 曾讨论了电离连续性方程中的输运项 $\nabla \cdot (NV)$, 指出该项对上层电离层行为起控制作用。还特别讨论了中性风和电场引起的等离子体漂移速度 \mathbf{V} 及其在垂直方向上的分量 $V_z = V_{zW} + V_{zE}$ 。

实际上,输运项的速度 \mathbf{V} 还应包括扩散速度 \mathbf{V}_d 。在 F2 层中,离子平行于地磁场的扩散对确定高层电离层的离子成分起重要作用,本节将讨论这种扩散的作用。首先讨论单离子等离子体的扩散,建立一般扩散公式,得到扩散平衡分布。其次讨论多离子等离子体扩散,求出电离层中 H^+ 的分布。最后介绍由等离子体扩散决定的极风以及与极风相关的现象。

4.4.1 重力场中的双极扩散

众所周知,当几种中性气体在重力作用下处于平衡态时,其中每一种成分的分布如同它单独存在那样,在等温条件下,其浓度以标高 $H_j = \frac{kT}{m_j g}$ 随高度指数减小。当主要成分处于平衡分布而次要成分处于非平衡分布时,次要成分按扩散方程决定的速度运动而最终达到平衡态。

电离层中电子和离子若处于非平衡态也会产生扩散运动。不过这种扩散与中性成分的扩散有很大的不同。电子和离子浓度稍有差别就会产生剩余电荷,电中性被破坏,而剩余电荷又会产生极化场 \mathbf{E}_p , \mathbf{E}_p 的静电力阻止等离子体对电中性偏离。 \mathbf{E}_p 的存在使得质量差别很大的电子和离子以相同速度扩散,以相同的标高分布,因此保证电离层等离子体电中性高精度地成立。等离子体上述性质称为双极扩散(ambipolar diffusion)或“等离子体扩散”。

先考虑单离子情况,且 $n_e = n_i = N$, N 为电子浓度, \mathbf{E}_p 代表极化场。暂忽略中性大气的整体运动($\mathbf{U} = 0$)和所有的外电场,在重力场 \mathbf{g} 的影响下,由(4.1.4)式写出离子和电子的运动方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{n_i} \nabla(n_i k T_i) &= m_i \mathbf{g} + e(\mathbf{E}_p + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - m_i \nu_{in} \mathbf{V}_i - m_i \nu_{ie}(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) \\ \frac{1}{n_e} \nabla(n_e k T_e) &= m_e \mathbf{g} - e(\mathbf{E}_p + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - m_e \nu_{en} \mathbf{V}_e - m_e \nu_{ei}(\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i) \end{aligned} \right\} \quad (4.4.1)$$

因为单位时间单位体积离子给电子的动量同电子从离子得到的动

量相等, 所以有 $m_i \nu_{ie} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) = -m_e \nu_{ei} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i)$ 。

由于垂直于磁场方向的扩散速度 V_{\perp} 远小于平行于磁场方向的扩散速度 V_{\parallel} , 因此只考虑(4.4.1)式在磁场方向的投影(注意 $(\mathbf{V} \times \mathbf{B})_{\parallel} = 0$)

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{n_i} \nabla_{\parallel} (n_i k T_i) &= -m_i g \sin I + e E_p - m_i \nu_{in} V_{i\parallel} - m_i \nu_{ie} (V_{i\parallel} - V_{e\parallel}) \\ \frac{1}{n_e} \nabla_{\parallel} (n_e k T_e) &= -m_e g \sin I - e E_p - m_e \nu_{en} V_{e\parallel} - m_e \nu_{ei} (V_{e\parallel} - V_{i\parallel}) \end{aligned} \right\} \quad (4.4.2)$$

二式相加, 并注意到 $n_e = n_i = N$, 电中性要求 $V_{e\parallel} \approx V_{i\parallel}$, 且 $m_e \nu_{en} \ll m_i \nu_{in}$, $m_e \ll m_i$, 结果是

$$\frac{1}{N} \nabla_{\parallel} N k (T_e + T_i) = -m_i g \sin I - m_i \nu_{in} V_{i\parallel} \quad (4.4.3)$$

一级近似下可以认为电离层是水平分层的。垂直方向上的坐标以 h (向下为正) 表示。建立 $x'y'z'$ 坐标系, 令 z' 轴在 \mathbf{B} 的方向, 由几何关系显然有 $dh = dz' \sin I$ 及

$$\nabla_{\parallel} \approx \sin I \frac{d}{dh} \quad (4.4.4)$$

代入(4.4.3)式求得

$$V_{i\parallel} = -\frac{\sin I}{m_i \nu_{in}} \left\{ \frac{1}{N} \frac{d}{dh} [N k (T_e + T_i)] + m_i g \right\} \quad (4.4.5)$$

以 w 表示等离子体在垂直方向的扩散速度(向下为正), 由上式得到

$$w = V_{i\parallel} \sin I = -\frac{\sin^2 I}{m_i \nu_{in}} \left\{ \frac{1}{N} \frac{d}{dh} [N k (T_e + T_i)] + m_i g \right\} \quad (4.4.6)$$

特别地, 若 T_e, T_i 与高度无关, 可得

$$w = -\sin^2 I \left\{ \frac{k (T_e + T_i)}{m_i \nu_{in}} \right\} \left[\frac{1}{N} \frac{dN}{dh} + \frac{m_i g}{k (T_e + T_i)} \right] \quad (4.4.7)$$

或者

$$\omega = -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dh} + \frac{1}{H_p} \right) \quad (4.4.8)$$

其中定义：

$$D_a = \frac{k(T_e + T_i)}{m_i \nu_{in}} \quad (\text{cm}^2 \text{s}^{-1}) \quad (4.4.9)$$

称为双极扩散系数，而

$$H_p = \frac{k(T_e + T_i)}{m_i g} \quad (4.4.10)$$

称为等离子体标高(plasma scale height)。

电离层物理感兴趣的是扩散引起的等离子体流量($N\omega$)，及其散度引起的等离子体浓度变化率 $\frac{dN}{dt}$ 。因为

$$N\omega = -D_a \sin^2 I \left(\frac{dN}{dt} + \frac{N}{H_p} \right) \quad (4.4.11)$$

注意 $D_a \propto \nu_{in}^{-1}$ ，而 $\nu_{in} \propto n = n_0 e^{-\frac{h-h_0}{H}}$ ，于是有 $D_a \propto e^{\frac{h-h_0}{H}}$ 且随高度增加。 n 是中性大气浓度， H 是中性标高。由扩散造成的等离子体浓度变化率为

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= -\frac{d(N\omega)}{dh} \\ &= D_a \sin^2 I \left(\frac{d^2 N}{dh^2} + \left(\frac{1}{H} + \frac{1}{H_p} \right) \frac{dN}{dh} + \frac{N}{HH_p} \right) \end{aligned} \quad (4.4.12)$$

使用约化高度 $Z = \int_{h_0}^h \frac{dh}{H}$ ，和 $dh = HdZ$ ，考虑到离子成分与中性成分往往属于同种原子，再设 $T_e = T_i = T$ ，并有 $H_p = 2H$ ，(4.4.12) 式变为

$$\frac{dN}{dt} = \frac{D_a \sin^2 I}{H^2} \left(\frac{d^2 N}{dZ^2} + \frac{3}{2} \frac{dN}{dZ} + \frac{N}{2} \right) \quad (4.4.13)$$

记住上式中 N 是等离子体浓度， H 是中性标高。

4.4.2 扩散平衡

由于 $V_{i//}$ 或 ω 总是有限的量，当 $\nu_{in} \rightarrow 0$ 时，(4.4.5) 或

(4.4.6) 式中的花括号项应为零,即

$$\frac{d}{dh} [Nk(T_e + T_i)] + Nm_i g = 0 \quad (4.4.14)$$

它确定了等离子体浓度的高度分布,称此分布为扩散平衡。此时等离子体分布等效于质量为离子质量 m_i , 温度为 $(T_e + T_i)$ 的中性成分的平衡分布。

D_a 向上指数增加,而 q, β 均向上指数减小,在某个高度上,扩散 D_a 起主导作用。稳态时 $\frac{dN}{dt} = 0$, 由(4.4.13) 式得

$$\frac{d^2 N}{dZ^2} + \frac{3}{2} \frac{dN}{dZ} + \frac{N}{2} = 0 \quad (4.4.15)$$

其解为

$$N = Ae^{-\frac{Z}{2}} + Be^{-Z} \quad (4.4.16)$$

此式表明稳定的电子浓度分布由两项组成。第一项代表扩散平衡分布,此时 $w = 0$, 由(4.4.8) 式,有

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dh} + \frac{1}{H_p} = 0$$

或

$$\frac{dN}{dZ} = -\frac{N}{2}$$

比较(4.4.16) 式可得

$$-\frac{A}{2}e^{-\frac{Z}{2}} - Be^{-Z} = -\frac{A}{2}e^{-\frac{Z}{2}} - \frac{B}{2}e^{-Z}$$

由此定出常数 $B = 0$, 扩散平衡分布为

$$N = Ae^{-\frac{Z}{2}} \quad (4.4.17)$$

此式说明等离子体扩散平衡分布的标高是电离气体标高的两倍。

第二项代表 $w \neq 0$ 时,由扩散产生的电离通量。如夜间 F2 层, $q = 0$, 在很高的高度碰撞很少发生,可取 $L \approx 0$ 。方程的解(4.4.16) 式中的两个系数由上、下边界条件决定,设

$$Z = 0 \text{ 时 } N = 0 \implies A + B = 0$$

$$Z = Z_T \text{ 时 } N = N_T \Rightarrow A e^{-\frac{Z_T}{2}} + B e^{-Z_T} = N_T$$

由此定出系数:

$$A = -B = \frac{N_T}{e^{-\frac{Z_T}{2}} - e^{-Z_T}} \equiv N^* \quad (4.4.18)$$

电子浓度剖面为

$$N = N^* (e^{-\frac{Z}{2}} - e^{-Z}) \quad (4.4.19)$$

显然具有极大值,峰高度 Z_m 由

$$\frac{dN}{dZ} = N^* \left(-\frac{1}{2} e^{-\frac{Z}{2}} + e^{-Z} \right) = 0$$

确定,且

$$Z_m = 2 \ln 2 = 1.386 \quad (4.4.20)$$

即峰出现在层底高以上 1.386 倍标高处。峰值电子浓度为

$$N_m = N^* (e^{-\ln 2} - e^{-2 \ln 2}) = \frac{N^*}{4} \quad (4.4.21)$$

要维持这样的电离层,需要的电离通量为

$$\begin{aligned} -Nw &= D_a \sin^2 I \left(\frac{dN}{dh} + \frac{N}{H_p} \right) = \frac{D_a}{H} \sin^2 I \left(\frac{dN}{dZ} + \frac{N}{2} \right) \\ &= \frac{D_a}{H} \sin^2 I N^* \left(-\frac{1}{2} e^{-\frac{Z}{2}} + e^{-Z} + \frac{1}{2} e^{-\frac{Z}{2}} - \frac{1}{2} e^{-Z} \right) \\ &= \frac{4gN_m}{\nu_0} \sin^2 I \quad (4.4.22) \end{aligned}$$

这是一向下的通量,即夜间等离子体由磁层注入电离层。式中 ν_0 是底高上的离子-中性粒子碰撞频率。

4.4.3 多离子成分的等离子体扩散

上面讨论了单一离子成分的扩散方程,现在讨论质子层(H^+ 层)和电离层(O^+ 占优势)之间多种离子成分的扩散问题。

在高度 1000km 左右,大气密度很小,可以设碰撞频率趋于零,各离子成分有相同的温度 T_i ,其质量和浓度为 m_j, n_j ,电子相

应的量为 T_e, m_e, n_e 。对比(4.4.1)式,在平行于 \mathbf{B} 方向有

$$\frac{d}{dh}(n_j k T_j) = -m_j n_j g + n_j e E_p \quad (4.4.23)$$

$$\frac{d}{dh}(n_e k T_e) = -m_e n_e g - n_e e E_p \quad (4.4.24)$$

(4.4.23)式对 j 求和再与(4.4.24)式相加,使用电中性条件

$$\sum_j n_j = n_e = N, \text{ 有}$$

$$\frac{d}{dh}[Nk(T_e + T_i)] = -\sum_j n_j m_j g - n_e m_e g$$

忽略 $n_e m_e g$ 项,使用下式定义的离子平均质量

$$m^+ = \frac{\sum_j n_j m_j}{\sum_j n_j} = \frac{1}{N} \sum_j n_j m_j$$

$$\text{可得} \quad \frac{d}{dh}[Nk(T_e + T_i)] = -Nm^+ g \quad (4.4.25)$$

对照(4.4.14)式,发现多离子成分扩散平衡方程与单离子成分的不同,只是用 m^+ 代替了原来的 m_i 而已。

夜间, $T_e = T_i = T$, 设 $\frac{dT}{dh} = 0$, (4.4.25)式变为

$$\frac{dN}{dh} = -\frac{m^+ g N}{2kT}$$

代入(4.4.24)式,略去 $Nm_e g$, 得

$$eE_p = \frac{1}{2} m^+ g \quad (4.4.26)$$

此式表明极化场 E_p 以大小为 $\frac{1}{2} m^+ g$ 方向向下的力作用在电子上,电子以 $\frac{1}{2} m^+$ 的质量运动。同样大小的力也作用在离子上,而离子却以似乎减少了的质量运动。例如对单离子成分,离子的质量似乎只有原来的一半。在 O^+ 占优势的高度, m^+ 近似等于氧原子 O 的质量,由(4.4.26)式算出的极化场 E_p 大约是 10^{-6} V/m 。

将(4.4.26)式代入(4.4.23)式得

$$\frac{d}{dh}(n_j k T_i) = -n_j \left(m_j - \frac{m^+}{2} \right) g \quad (4.4.27)$$

在 O^+ 占优势的电离层中,对 H^+ 离子, $\left(m_j - \frac{m^+}{2} \right) < 0$, 结果是 H^+ 的浓度随高度增加,直到本地离子的平均质量减少到 2 的高度上为止。由于双极扩散极化场的作用,质子层“浮”在电离层(O^+ 层)之上。

进一步讨论 H^+ 的分布时,可定义标高 $H_0' = \frac{kT}{m_p g}$, 其中 $m_p = 1$ 是质子质量。由于 O^+ 占优势, $m^+ \approx 16$, (4.4.27) 式变成

$$\frac{d}{dh} [H^+] = - [H^+] \left(1 - \frac{16}{2} \right) \frac{g}{kT} = \frac{7}{H'} [H^+]$$

及

$$[H^+] \propto \exp \left\{ \frac{7}{H'} (h - h_0) \right\} \quad (4.4.28)$$

这是没有考虑化学反应只由等离子体扩散平衡得到的 H^+ 浓度分布。

由于 H 和 O 的第一电离电势几乎完全相同 ($\approx 8.6\text{eV}$), 电荷交换反应



在两个方向上的反应速率几乎相同。在较低的高度上化学平衡占优势。平衡态下, (4.4.29) 式中有关成分浓度之间的关系由

$$[H^+][O] = \frac{9}{8} [H][O^+] \quad (4.4.30)$$

确定, 系数 $\frac{9}{8}$ 是统计考虑的结果。

假设各种成分的温度相等, 且与高度无关, 则可写出

$$[H] = [H]_{h_0} \exp \left(- \frac{h - h_0}{H'} \right)$$

$$[O] = [O]_{h_0} \exp \left(- 16 \frac{h - h_0}{H'} \right)$$

因为 O^+ 占优势,由式(4.4.27),其分布为

$$[O^+] = [O^+]_{h_0} \exp\left[-\frac{8(h-h_0)}{H'}\right]$$

再由(4.4.30)式,求出的 H^+ 浓度为

$$[H^+] = \frac{9}{8} \frac{[H]_{h_0} \exp\left[-\frac{h-h_0}{H'}\right] [O^+]_{h_0} \exp\left[-\frac{8(h-h_0)}{H'}\right]}{[O]_{h_0} \exp\left[-\frac{16(h-h_0)}{H'}\right]}$$

即

$$[H^+] = [H^+]_{h_0} \exp\left[\frac{7}{H'}(h-h_0)\right] \quad (4.4.31)$$

其中

$$[H^+]_{h_0} = \frac{9}{8} \frac{[H]_{h_0} \cdot [O^+]_{h_0}}{[O]_{h_0}}$$

比较(4.4.31)式和(4.4.28)式,结论是,无论是扩散平衡还是化学平衡占优势, H^+ 离子浓度随高度的分布相同:

$$[H^+] \propto \exp\left[\frac{7}{H'}(h-h_0)\right]$$

此处 H' 是氢原子标高。

4.4.4 极风

全球电离层(或等离子体层)呈椭球状,在赤道上空其外边界处于 $L=4-6$ 处。边界内部电子浓度较大, O^+ 与 H^+ 离子按扩散平衡态分布, H^+ 层浮在 O^+ 层上,没有明显的等离子体损失。边界外电子浓度陡然下降。绕极卫星 OGO-5 测量结果(图 4.10)也证明如此。图 4.10(b)同时给出等离子体层顶与 K_p 指数的关系。卫星测量还表明,在磁纬 60° 附近的 200km 以上, H^+ 和 He^+ 离子浓度急剧减小, O^+ 成为主要成分,这相当于电离层的南北边界。超过此边界,出现低地磁纬度不存在的许多反常现象。如极夜电子浓度非常小,在 3000km 高度测得的值小于 30cm^{-3} (一般为

10^4cm^{-3});直到 4000km 高度, O^+ 仍然是电离层的主要离子成分。此外,在电离层顶外还测到 H^+ 有大尺度向上的通量。这是由于在扩散作用下, H^+ (以及 He^+) 离子向上加速的结果。加速离子在极盖将沿着扫入磁层的开场线向磁尾和行星际空间逃逸。此即所谓“极风”(polarwind)。极风的作用使夜间极区上空的电子浓度变小, H^+ 和 He^+ 离子减少,直至 4000km 高度上 O^+ 占优势。另一绕极卫星 OGO-6 的测量结果也很好地说明了上述特性(图 4.11)。

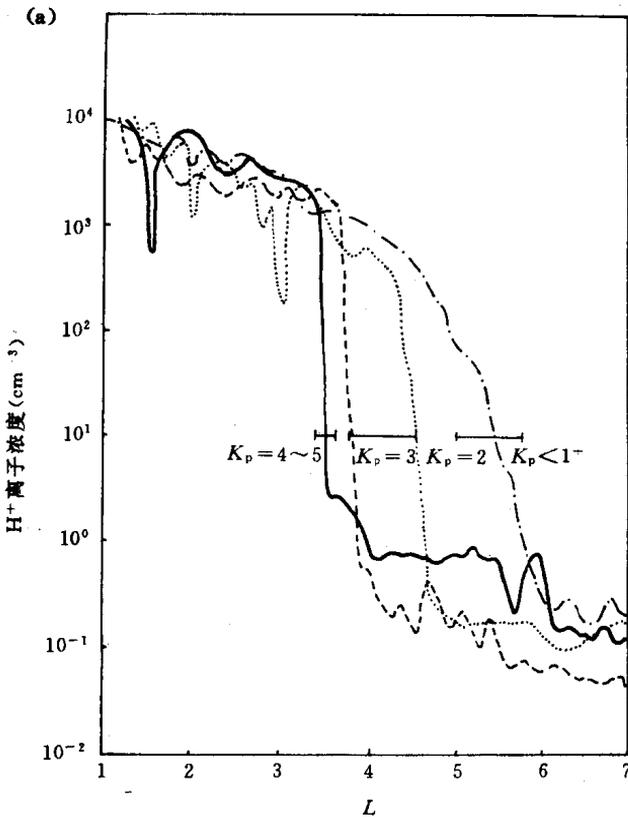


图 4.10 (a)

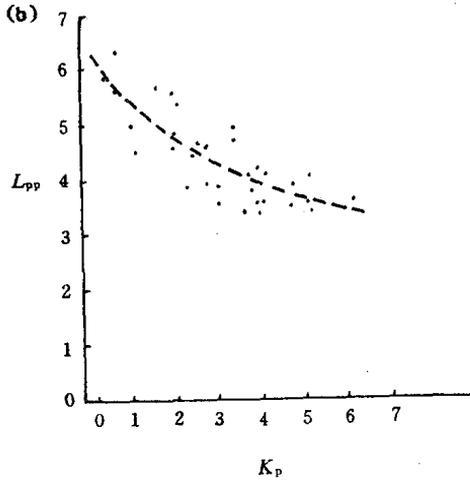


图 4.10 等离子体层位置

(a) 卫星观测的离子浓度

(b) 等离子体层顶距离 L_{pp} 与 K_p 的关系

开磁层对流理论能很好地说明等离子体层(电离层)形状和等离子体层顶的形成。开磁层对流理论认为,极盖上开场线连续不断地扫入磁层,最后在中性片附近重联,在低磁纬作向日流动,如图 4.12 所示。对流循环期间,紧接着场线断开后磁力线对磁尾呈开放状。等离子体(如 H^+ , He^+ 等)将沿开放状的磁力线向磁层尾和行星际空间逃逸。结果极区的 H^+ 和 He^+ 浓度减少。随着重联,低离子密度的场通量管在向日流动前继续流到较低磁纬上。在对流途径中,由于电离层对磁层等离子体的补充很慢,对流区域中的场通量管将以低电子浓度为特征并形成等离子体层顶。等离子体层边界(或顶)代表不参与磁层对流运动的场通量管的外壳。又因为地磁指数 K_p 指数受太阳风控制,所以等离子体层顶理所当然地受 K_p 指数的影响。

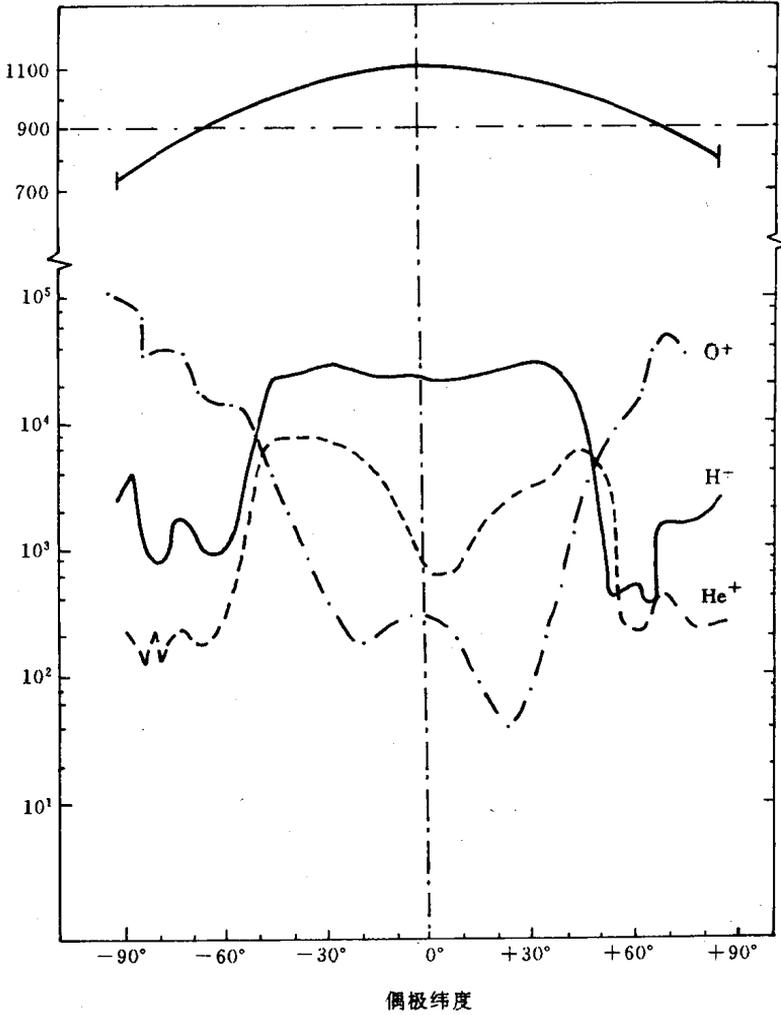
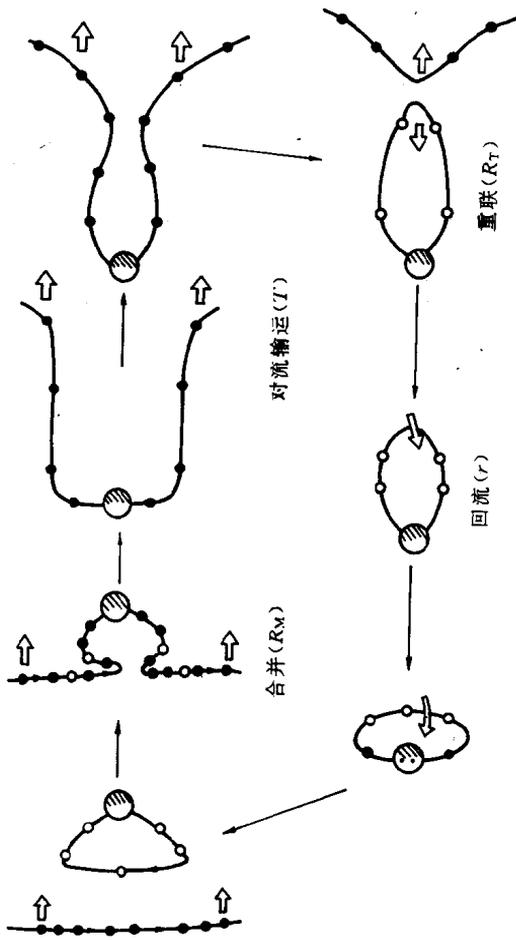


图 4.11 OGO-6 卫星质谱仪测得的离子成分纬度分布



- 太阳风粒子
- 等离子体片或范阿仑粒子

图 4.12 磁力线的变化

§ 4.5 发电机理论

4.5.1 大气发电机与电动机

§ 4.3 曾指出, 裴德森电导率和霍尔电导率 σ_1, σ_2 (也有用 σ_p, σ_H 表示的) 在 E 层高度有极大值 (图 4.7), 使 E 层成为良导电层。E 层高度的中性潮汐风驱动带电粒子在地磁场中作切割磁力线运动从而产生电流和电场。一般称此种机制为“大气发电机” (atmospheric dynamo)。火箭、卫星观测表明, 大气发电机刚好在 E 层范围内, 通常也称 E 层为发电机层。

速度为 $\mathbf{U}(u, v, w)$ 的中性风驱动带电粒子运动, 建立起感应电场 $\mathbf{E}_l = \mathbf{U} \times \mathbf{B}$, 而电场 \mathbf{E}_l 建立的某种空间电荷分布又产生极化场 $\mathbf{E}_p = -\nabla\varphi$, 总电场为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_l + \mathbf{E}_p = \mathbf{U} \times \mathbf{B} - \nabla\varphi \quad (4.5.1)$$

\mathbf{E} 引起电流:

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E} = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{U} \times \mathbf{B} - \nabla\varphi) \quad (4.5.2)$$

式中, φ 是极化场的电势, $\boldsymbol{\sigma}$ 是电导率张量。

另外, § 4.3 中已证明, 在 E 层以上的较大高度内, 纵向电导率 σ_0 很大, 磁力线可以看成等势线, 于是 E 层中产生的电场 \mathbf{E} 沿磁力线传到 F 层。F 层中离子、电子同中性粒子的碰撞频率 ν 远小于各自的磁旋频率 Ω , 电场 \mathbf{E} 使电子和离子一起以速度 $\mathbf{V} = \mathbf{E} \times \frac{\mathbf{B}}{B^2}$ 沿磁力线漂移。这种机制称为“大气电动机” (atmospheric motor), 它对赤道电离层产生重要影响。

4.5.2 S_q 电流系

由 (4.5.2) 式给定的大气发电机电流, 在地磁场中将建立附加场, 使地磁场产生周日变化和地磁脉动。早在 18 世纪就已观测到

地磁场的周日变化。图 4.13 是典型的一例。由图可以看到(a)中午时刻 ΔX 出现极大值;(b)赤道地区 ΔX 最大,白天呈正值;(c)在 $\pm 30^\circ$ 纬度附近, ΔX 变化方向翻转。磁场的另外两个分量 Y 、 Z 也有相应变化。引起地磁周日变化的电流称作 S_q 电流, S 表示太阳(solar), q 表示宁静(quiet), S_q 电流系是产生宁静太阳地磁周日变化的电流系。类此,由太阳潮汐产生的电流系称为 L 电流系,它约为 S_q 电流系的十分之一。

计算出的 S_q 电流系全球分布(流线,以 kA 为单位)之一例示于图 4.14。这种分布相对于太阳固定,地球在此电流分布下面自西向东旋转,故在不同的本地时间产生不同的地磁扰动。

4.5.3 发电机方程

自 1882 年 Stewart 提出发电机理论以来,许多学者作了定量研究,取得了一定成就。一般说来,求发电机电流的方法可分两类,一类是从地磁观测的数据出发,求大气层中的等效电流。另一类是由给定的风场求大气中的电流分布,使其与地面地磁观测结果相符。现已证明,大气潮汐并不是产生电流和引起漂移电场的唯一原因,磁层中产生的电动势便是另一原因。特别是在高纬地区,源于磁层的电场作用超过了大气发电机作用。

由 Baker 和 Martyn 等人于 1953 年提出的发电机理论广为人们所采用,但近年来有人认为这一理论由于没有考虑中性风随高度变化是失败的,从而提出新的理论。以下简要介绍 Tarpley 的理论。

为简化发电机理论的数学计算,作以下近似:

- (1) 发电机层的厚度与水平尺度相比很小;
- (2) 没有电流越过发电机层的上下边界流动;
- (3) 电流密度的垂直分量比水平分量小得多。

下面讨论这三个近似是否成立。

发电机壳层的厚度约为 60km,而壳的半径约为 6500km,壳的

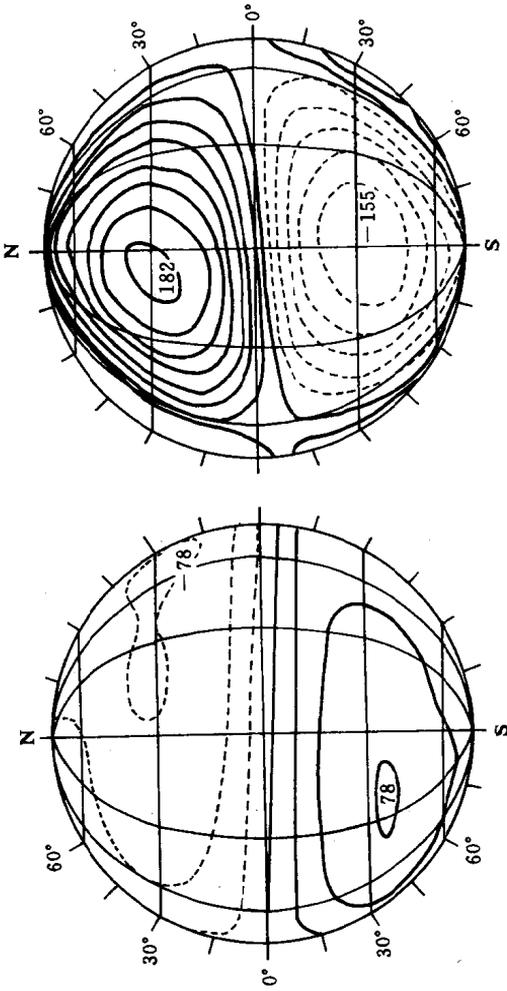


图 4.14 S_q 电流系(总电流以 kA 为单位)

厚度小于壳的半径的百分之一,故近似(1)是精确的。发电机层的下面是中性大气,是不导电的。假设地球磁场是其轴反平行于旋转轴的地心偶极子,风场和电导率相对于赤道是对称的,则磁力线在发电机层上边界处的共轭点是等势的,沿磁力线无电流。近似(2)也是精确的。至于近似条件(3),可用电流 \mathbf{j} 的无散性来分析:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \implies \frac{j_h}{L_h} + \frac{j_v}{L_v} \approx 0$$

或

$$j_v \approx \left(\frac{L_v}{L_h} \right) j_h$$

其中 L_h 和 L_v 是水平尺度和垂直尺度, j_h 和 j_v 是相应的电流。由上述分析可知,垂直电流密度是水平电流密度的 $\frac{1}{100}$ 。似近(3)也成立。

若忽略垂直电流密度,在发电机层的厚度上求电流密度的积分,由(4.3.17)式求得

$$J_x = \int j_x dz = \int \sigma_{xx} E_x dz + \int \sigma_{xy} E_y dz \quad (4.5.3)$$

$$J_y = \int j_y dz = - \int \sigma_{xy} E_x dz + \int \sigma_{yy} E_y dz \quad (4.5.4)$$

其中:

$$E_x = - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + v B_z \quad (4.5.5)$$

$$E_y = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} - u B_z \quad (4.5.6)$$

$u(z)$, $v(z)$ 是风速的水平分量(向南,向东),均是高度 z 的函数。 Φ 是静电势。 r , θ , φ 是球坐标的三个分量。

因为总电流密度 \mathbf{J} 是由无散的电流密度 \mathbf{j} 沿薄壳层厚度积分得到,而且没有电流流过层的上下边界,所以 \mathbf{J} 也是无散的

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (4.5.7)$$

其解可以写成

$$\mathbf{J} = -\mathbf{k} \times \nabla \psi \quad (4.5.8)$$

\mathbf{k} 是 z 方向的单位矢量, ψ 称为流函数(current function)。 \mathbf{J} 的两个分量为

$$J_x = \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \quad (4.5.9)$$

$$J_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad (4.5.10)$$

考虑中性风随高度的变化;此外,同电导率 σ 相比,静电势 Φ 随高度变化很慢,则(4.5.3)、(4.5.4)式中含有的静电场可提到积分号外,利用 §4.3 中关于层电导率 Σ_{ij} 的定义,由(4.5.9)、(4.5.10)两式,将(4.5.3)、(4.5.4)式写成:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = & -\Sigma_{xx} \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \Sigma_{xy} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \\ & + B_z \int (\sigma_{xx} v - \sigma_{xy} u) dz \end{aligned} \quad (4.5.11)$$

$$\begin{aligned} -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = & \Sigma_{xy} \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \Sigma_{yy} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \\ & - B_z \int (\sigma_{xy} v + \sigma_{yy} u) dz \end{aligned} \quad (4.5.12)$$

其中 r 是地面到发电机层中点的距离; u, v 是风速向南,向东分量; B_z 是地磁场垂直分量; θ, φ 是球坐标,且 φ 从子夜向东测量,等效于地方时; Σ_{ij} 是高度积分电导率。高度积分取 90km 到 150km。

从(4.5.12)、(4.5.11)两式消去静电势 Φ ,得到描述流函数 ψ 的二阶偏微分方程:

$$\begin{aligned} R_{xx} \sin \theta \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{R_{yy}}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \left\{ \frac{\partial R_{xy}}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial \theta} (R_{xx} \sin \theta) \right\} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \\ + \left\{ \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{R_{yy}}{\sin \theta} - \frac{\partial R_{xy}}{\partial \theta} \right) \right\} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = g(\theta, \varphi) \end{aligned} \quad (4.5.13)$$

式中右边函数为

$$g(\theta, \varphi) = r B_z \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[R_{xy} \int (\sigma_{xy} v + \sigma_{yy} u) dz + R_{yy} \int (\sigma_{xx} v - \sigma_{xy} u) dz \right]$$

$$-r \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ B_z R_{xy} \sin \theta \int (\sigma_{xx} v - \sigma_{xy} u) dz - B_z R_{xx} \sin \theta \int (\sigma_{yy} u + \sigma_{xy} v) dz \right\} \quad (4.5.14)$$

定义 R_{ij} 为等效电阻

$$R_{ij} = \frac{\sum_{ij}}{\sum_{xx} \sum_{yy} + \sum_{xy}^2} \quad (4.5.15)$$

方程(4.5.13)称为发电机方程。给定中性风和电导率的分布,在一定的边界条件下可由此方程求出流函数 ψ 的数值解。再由(4.5.8)式求得电流密度 \mathbf{J} ,进一步由(4.5.11)和(4.5.12)式求出电场。

图 4.15 给出按该理论计算出的电流系之一例。图 4.16 是驱动这一电流系的中性风系。从高空向地球看去,电流系白天在北半球沿反时针方向流动,在南半球则是顺时针方向。夜间电流方向与此相反。夜间 E 层电子浓度下降很多,电导率相应大幅度减小,因而夜间 S_q 电流很小。

4.5.4 赤道电急流(Equatorial Electron Jet)

在磁赤道地区, \mathbf{B} 平行于 x - y 平面,感应电场 $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ 的水平分量为零, E 层电场是极化场 E_p 。如 § 4.3.2 所述,由于 Cowling 电导率的存在, E_p 在磁赤道地区附近几度的狭窄地区产生强大的电流——赤道电急流(EEJ)。南北半球的 S_q 电流系白天在磁赤道地区由西向东流动,并产生特别大的地磁扰动(20-50 γ),已如图 4.13 所示。

4.5.5 场向(纵向)电流

前面已指出高层电离层中的磁力线可以当做良导体,这意味着电离层中经磁力线连接的磁共轭点是电耦合的,具有相同的电势。

若不存在磁力线的耦合,磁共轭点的电势差将很大,这与地球地理轴同地磁轴间的差异有关,特别在夏至与冬至期间,地球上某

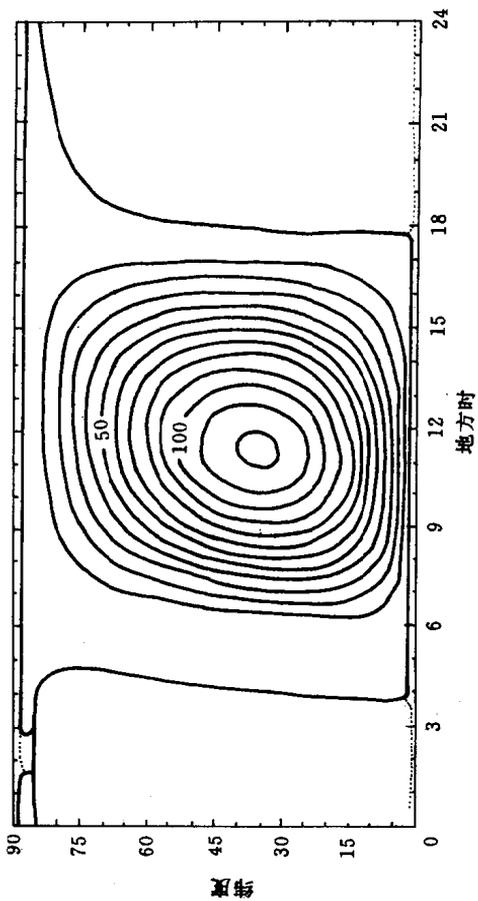


图 4.15 由太阳周日模(1, -1)产生的电流, 电流在反时针方向, 等值线间隔是 10000A

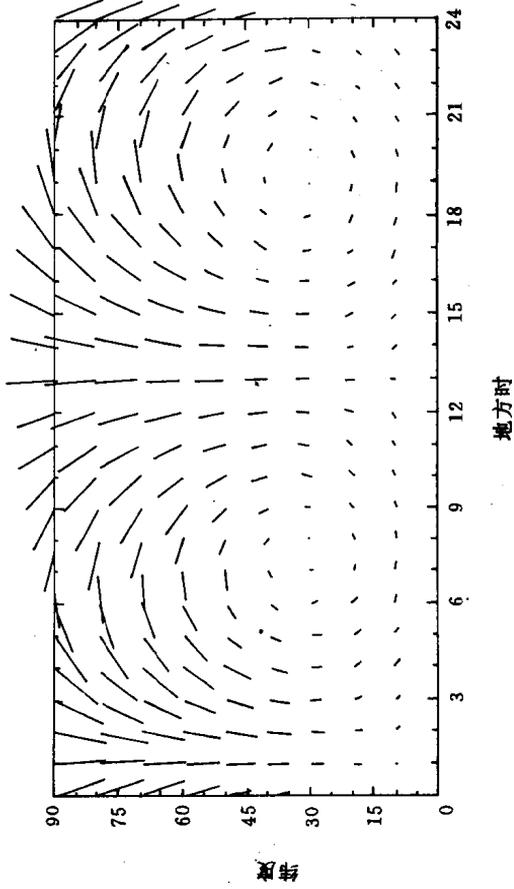


图 4.16 驱动图 4.15 电流系的太阳周日模(1, -1)风场结构。等于纬度 5 度的长度代表 50m/s 的风速

些区域这种差别最为显著。当耦合存在时,沿磁力线的电流使共轭点电势几乎相等,导致电离层电流不再是精确的水平电流,电流方程 $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ 不再成立。发电机理论中应包括场向电流。

流过磁层的电流对 S_q 电流系可能有相当可观的贡献。磁层中的电流密度相当小,其典型值约为 10^{-12}A/m^2 。磁力线的会聚作用使得电离层场向电流密度大于磁层电流密度。尽管如此,在电离层任何地方,场向电流总是小于电离层水平电流密度(约为 10^{-6}A/m^2)。实际上场向电流引起的倾斜非常小。在极光区,沿磁力线流入电离层的电流较大,场向电流密度可能会大于中纬地区的值。

磁层电流的形成要求存在一个平行于磁力线的小电场。Reid 估计与中纬电流系相关的这种小电场,位于远高于发电机层(E层)的高度(如 250km 以上),其值约为 10^{-10} 到 10^{-8}V/m 。典型的中纬磁力线约长 10^4km ,沿它的电势降只有 10^{-3} 到 10^{-1}V 。与发电机系统建立的总电压 10kV 相比,足以证明磁层磁力线也是等势线。

4.5.6 观测资料

发电机理论使用与由其得出的一些主要参量的量级列于表 4.1 中。这些参量对读者或许会有一些用途。

表 4.1 发电机理论中主要量的数量级

压强振荡	在地面 1 HPa 在 100km 约 100HPa
100km 高度风速	50m/s
总地磁场 B	$5 \times 10^{-5} \text{T} (\text{Wb/m}^2)$ 或 0.5G, 或 $5 \times 10^4 \gamma$
地面日常 S_q 变化	20 γ
电流(S_q 系每个旋涡中的总值)	$6 \times 10^4 \text{A}$
电流密度 j	10^{-6}A/m^2

层电流密度 J	10A/km
系统内的极大电势差	10^4V
感应电场 E	$10^{-3}V/m$
F层离化物的垂直漂移速度 w	10m/s
白天积分电导率	$\int \sigma_1 dh \approx 10m \text{ hos}$
(几乎全由 E 层贡献)	$\int \sigma_2 dh \approx 20m \text{ hos}$
	$\int \sigma_3 dh \approx 200m \text{ hos}$

§ 4.6 极区电流系

极区电离层电流与电场除由大气发电机产生外,来自磁层电场的激励占有相当的比重。本节将从讨论晨昏电场开始,介绍极光电流(AEJ)和极区电流系的一种模型。

4.6.1 晨昏电场与磁层对流

磁等离子体运动速度由 $V_c = E \times B$ 确定,由此导出

$$E = -V_c \times B \quad (4.6.1)$$

因为 V_c 随参考系的选取不同而异,所以在讨论电场时,选取不同的参考系,将出现不同的结果。例如,稳态时 $\frac{\partial}{\partial t} = 0$,在以热等离子体整体速度 V_c 运动的参考系中,电场为零。而在另一静止参考系中,若垂直于磁场 B 的电场不为零,则等离子体带电粒子将以(4.6.1)式确定的速度运动,反之若已知运动速度 V_c ,也可由(4.6.1)式求出电场 E 。这表明可用等离子运动速度来表示电场。这种等效性导致测量等离子体运动的研究者常用电场参数表示他们的测量结果,反之亦然。按磁场冻结原理,可以认为 V_c 代表磁力管的运动速度。

通常使用固定在地球上的参考系,在一级近似下,至少在中纬

度可以认为低电离层等离子体随地球一起旋转。在此参考系中,紧靠地球 $\mathbf{E} = 0$ 。另选随太阳风一起运动的参考系,在远离地球处亦有 $\mathbf{E} = 0$ 。磁层研究中广泛使用磁层参考系。磁层参考系取原点位于地心,三条轴分别位于南-北、正午-子夜、清晨-黄昏方向。在磁层参考系中,上述边界条件的影响是电离层中产生 $\mathbf{V}_r \times \mathbf{B}_r$ 的圆柱形对称共转电场(corotational electric field),其中 \mathbf{V}_r 是地球参考系相对于磁层参考系的速度, \mathbf{B}_d 是地球偶极场。在磁层顶处,用磁层参考系中的太阳风速 \mathbf{V}_s 和太阳风磁场 \mathbf{B}_s 代替 \mathbf{V}_r 和 \mathbf{B}_d ,共转电场变成 $\mathbf{V}_s \times \mathbf{B}_s$ ——行星际电场(IEF)。考虑到大气潮汐等运动的影响,大气层和电离层并不是精确地随地球一起旋转,因而可认为发电机场是对上述共转电场的调制。同样,由于 \mathbf{B}_s 的大小和方向随太阳活动而起伏,也存在对行星际电场的相应调制。

上述共转电场和行星际电场还不足以说明磁层中观测到的等离子体速度分布或电场分布。绕极卫星电场测量证实,在极光带和极盖低电离层存在等离子体对流。最突出的特点是在大约 70° 至 80° 纬度处,对流速度和电场出现突然翻转:极盖上对流运动背向太阳,而在邻近较低纬度的极光带中对流却向着太阳,如图 4.17 所示。极盖上的对流特性要求在磁层顶存在一方向为清晨指向黄昏的电场。卫星测量同时也证实磁尾亦存在清晨指向黄昏的电场和等离子体向日的对流运动。所有测量结果都表明,除了共转电场外,磁层还存在很强的“晨昏电场”(Dawn-Dusk Electric Field, DDEF)。晨昏电场平行于赤道平面,垂直于日-地方向,驱动磁力管和等离子体做向日对流运动。因而也称之为磁层对流电场(convection field)。

晨昏电场在磁层顶产生的电势差约为 $20 \sim 100\text{kV}$ 。太阳风携带的晨昏电场在磁层横向线度上($\approx 40R_E$)产生的电势差约为 300kV ,比较二者量级发现,太阳风携带的晨昏电场可能以某种方式穿入磁层内部,从而使得磁层顶产生的电势差小于跨过被磁层切断的行星际磁场管上的电势差。

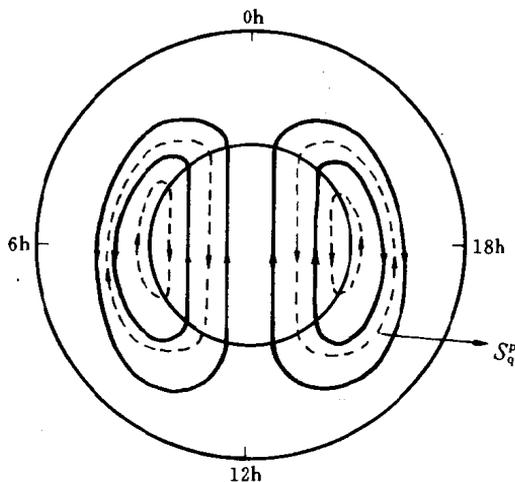


图 4.17 极盖上的等离子体对流(实线)和 S_q 电流系(虚线)

目前,关于磁层晨昏电场的产生机理并不十分清楚。现在广泛使用两种磁层模式来说明磁层等离子体的对流运动。在闭磁层模式中,地磁磁力线与行星际磁场磁力线没有联系,也没有等离子体穿入磁层,如图 4.18 所示。该模式认为扫过磁层边界的太阳风粒子经碰撞将动量耦合到磁层内部,这等效于“摩擦作用”。“摩擦”说的困难在于,摩擦依赖于粒子间的碰撞频率,太阳风粒子的平均自由程约为 10^7km ,碰撞是如此之小以致不可能产生那么大的影响。最新研究表明磁层边界上的某些不规则性或扰动及不稳定性,可能包括波-粒子相互作用也会传输动量。

基于图 4.17 的 S_q^p 电流系,假定越过磁层顶的动量输送产生磁层对流,且磁层等离子体在磁层边界附近作背离太阳运动,由摩擦理论计算的等离子体运动如图 4.19(a),考虑地球自转后的情况如图 4.19(b)。注意磁尾呈所谓“开”状态。

以下介绍的开磁层对流模式有助于了解磁层对流驱动力的概念。图 4.20 描绘出极轴截面内地磁场以及行星际磁场(IMF)。

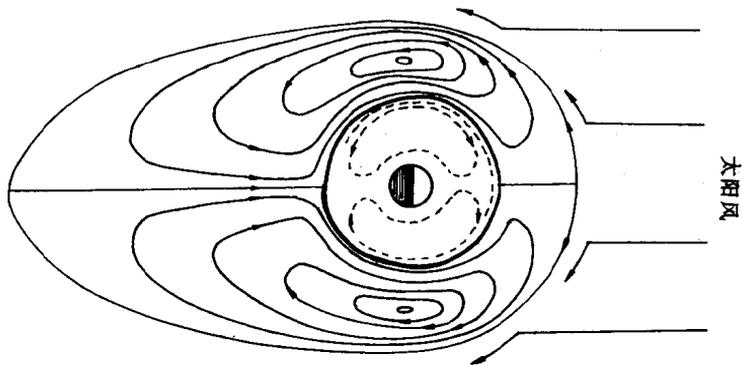


图 4.18 太阳风在赤道平面上引起的对流流线

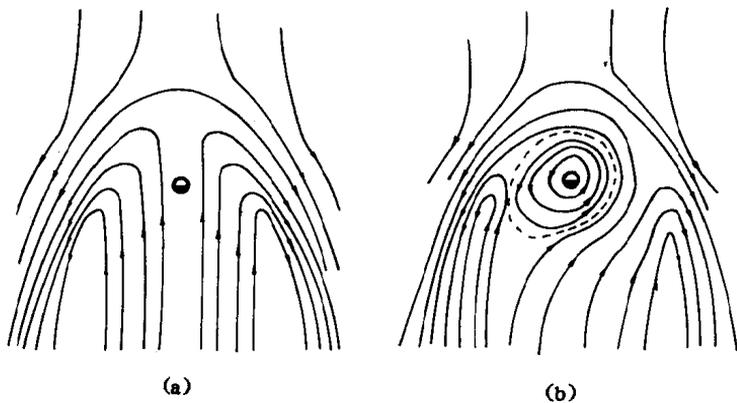


图 4.19 摩擦理论计算的等离子体运动

(a) 假定地球不动 (b) 计入地球自转

虚线内为等离子体层(电离层)

IMF 取向或者向北, 或者向南。取向向南时, IMF 在赤道平面形成中性点, 部分 IMF 磁力线与地磁磁力线相连(图 4.20(b))。取向向北时, 中性点在偶极轴, 两类磁力线无连接(图 4.20(a))。事实上, IMF 与太阳黄道面有一夹角——“喷水角”(garden hose angle)。通

常 IMF 具有垂直于黄道面的分量, 当垂直分量朝南时产生图 4.20(b) 的情形。

IMF 冻结于太阳风, 太阳风带着 IMF 一起扫过磁层, 在极区与 IMF 相连的地磁力线也跟着一起从昼边拖到夜边, 如图 4.20(c) 所示。它对应于图 4.12 的合并 R_M 与对流输送 T 的情形。两极等离子体运动速度由公式

$$\mathbf{V} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

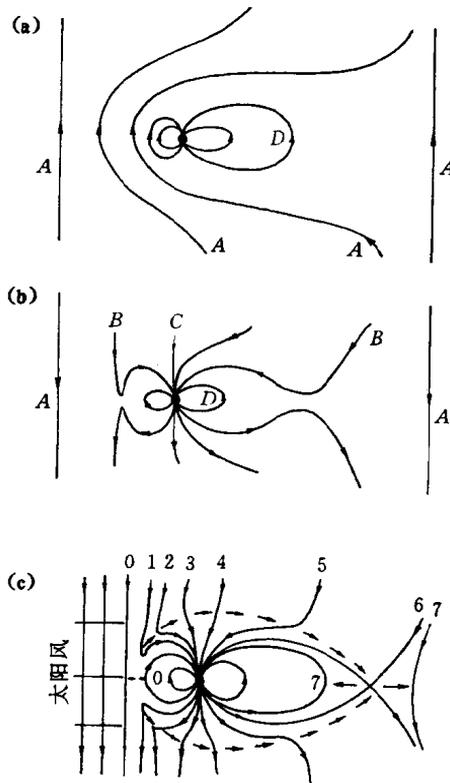


图 4.20 极轴面内的地磁场和行星际磁场 (IMF)

计算。取极盖的半径为纬度 15° 或 $1.7 \times 10^6 \text{m}$, 磁层总电势差取

60kV, 则极盖晨昏电场(E_p) 约为 20mV/m。再取极盖地磁强度 $B_p = 0.55g = 5.5 \times 10^{-5} \text{Wb/m}^2$, 由此求得 $|V|$ 的估算值为

$$|V| = \frac{|E_p|}{|B_p|} \approx 400 \text{m/s}$$

在磁尾, 断开的线重新联接形成闭合磁力线(重联 R_T)。磁力线在磁尾晨昏电场的作用下向着地球运动(对应于图 4.12 的重联 R_T 和回流 r)。图 4.19 和图 4.20 是对不同的磁层截面而作的, 比较二图, 不难发现无论是摩擦还是电场驱动, 等离子体对流的三维图像相同。注意图 4.20(a) 的磁尾是闭合的, 与太阳风没有连接。而图(b) 的磁尾是“开”的, 与太阳风有连接。由此可见, 磁层中太阳风事件的证据就是开磁层的证据。磁层是开磁层。

接下的问题是, 如果磁层对流由电场驱动, 那么产生电场的源是什么? 答案是产生电场的发电机就是刮过磁层的太阳风等离子体。假设磁层静止, 太阳风等离子体扫过图 20(b) 中的 C 型场线而产生足以使磁力线与太阳风一起运动的电场。这类似于实验室磁流体发电机(MHD)。

MHD 发电原理示于图 4.21。跨越磁尾的总电势差为 V_T

$$V_T = vLB_n$$

其中 v 是太阳风速, L 是磁尾宽度, B_n 是垂直于磁尾边界的磁感应强度。设离开极盖的总磁通量最终同磁尾整个表面上的 IMF 相连。若极盖半径为 R_p , 磁感应强度为 B_p , 磁尾半径为 R_T , 长度为 S_T , 由极盖与磁尾表面总磁通量相等而求得:

$$B_n = \frac{\pi R_p^2 B_p}{2\pi R_T S_T} = \frac{1}{2} \frac{R_p^2 B_p}{R_T S_T}$$

取 $R_p = 1.7 \times 10^6 \text{m}$, $B_p = 5.5 \times 10^{-5} \text{Wb/m}^2$, $R_T = 20R_E = 1.3 \times 10^8 \text{m}$, $S_T = 200R_E = 3.2 \times 10^9 \text{m}$, 得出

$$B_n = 4.5 \times 10^{-10} \text{Wb/m}^2 = 0.45 \gamma$$

取太阳风速为 500km/s, $L = 2R_T$, 结果是 $V_T = 58 \text{kV}$ 。尽管上述

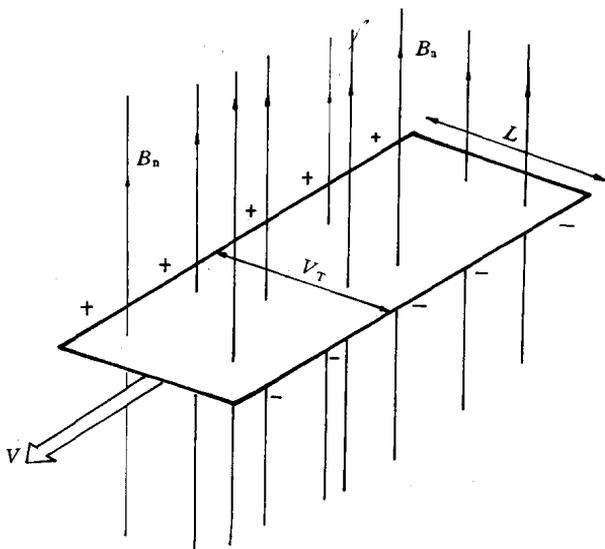


图 4.21 作为 MHD 发电机的磁层

估算假设了一些并不十分了解的量,如 S_T 等,但是这种方法可根据现有资料给出有关正确结果。当然该方法的成功并不排除某些驱动力是摩擦力的可能。

磁层顶电势分布如何穿入磁层是电离层和磁层物理最复杂的问题之一。例如关于磁重连的物理机制,以及到底是晨昏电场引起磁层等离子体对流还是对流引起电场,至今众说不一。

将一个恒定的晨昏电场和共轭电场简单地叠加,可得到如图 4.22 所示的赤道面上磁层电场等势线的分布。图中箭头指出了携带着冻结的热等离子体的磁力管相应于 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ (\mathbf{B} 垂直于图面) 的运动。

4.6.2 环电流与场向电流

根据等离子体动力学,磁层捕获粒子的运动轨迹,大致可以分为以下三种形式,如图 4.23。

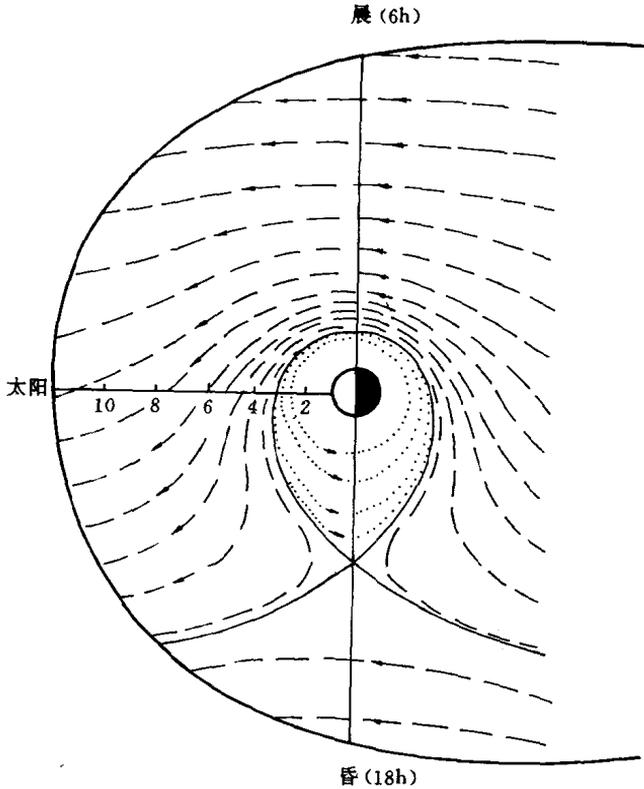


图 4.22 赤道面内磁层电场的等势线

(以下引用的数字适用于磁赤道 2000km 高度能量为 1MeV 的粒子)

(1) 绕一根磁力线的旋转, 自旋周期为 $\frac{2\pi m}{eB}$, 电子是 $7\mu\text{s}$, 质子是 4ms , 旋转半径分别为 0.3km 和 10km;

(2) 沿一根磁力线在二镜点间反弹(每个半球一个镜点), 反弹周期, 电子为 0.1s, 质子为 2s;

(3) 带电粒子引导中心垂直于 \mathbf{B} 和 ∇B 的绕地球的横向漂

移。当粒子能量足够大时,可以证明此项运动速度为

$$\mathbf{V}_D = \frac{mv^2}{2\epsilon B^2}(1 + \cos^2 \alpha)\mathbf{B} \times \nabla B \quad (4.6.2)$$

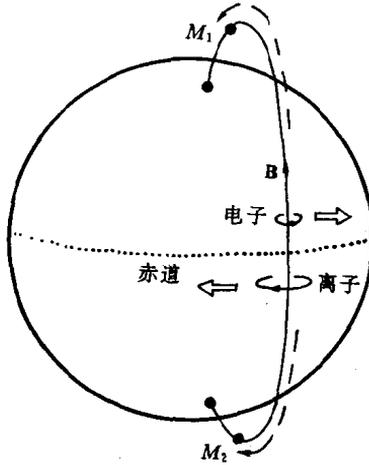


图 4.23 磁层中捕获高能粒子的运动

其中 v 是粒子运动速度, α 是投掷角, ϵ 对于电子和离子分别取 $-e$ 和 $+e$, 由此式可知, 质子向西, 电子向东漂移, 由此产生的电流称为环电流 (ring current)。环电流是磁暴主相产生的原因。例如磁暴主相开始后, 中、低纬磁场水平分量将大幅度下降。早已确认这是在 $L=6$ 附近外部磁层中向西环电流增强引起的。

场向电流 (field-aligned current) 最早由 Birkeland 在研究极区磁暴时提出的。他假设极光电急流通过沿磁力线流动的场向电流与环电流相连, 故称此电流为 Birkeland 电流。近十几年来, 对该电流作了大量观测, 认识到它在电离层磁层耦合中起相当关键的作用。火箭和卫星观测表明, 向上流动的 Birkeland 电流大部分是由能量低于几百电子伏的低能沉降电子所携带, 而对向下的场向电流的携带者还不十分清楚。

4.6.3 极光电急流和 S_q^p 电流系

高层大气中的中性原子、分子和带电离子受到沉降粒子的碰撞,处于激发态或电离态。当它们由激发态跃迁回基态时,发出悦目的光彩,构成一幅瑰丽壮观的自然景象,这就是极光(aurora),它是高层大气中唯一可以用肉眼或摄像仪器直接观测和记录的现象。极光在地理坐标上出现的“等频次线”(isochasm)是一组卵形线,其中心叫“极光极”(auroral pole),位置与地极相近。最大频次出现在与极光极夹角为 23° 的卵形线上。以此线为中心的 $\pm 2^\circ$ 范围内区域,几乎每个晴朗的晚上都可以看到极光,称此区域为“极光带”(auroral zone)。由极光带包围的区域称为“极盖”(polar cap),而称极光极周围 30° 以内的区域为“极光区”(auroral region)。极光在很大区域内同时出现,同时出现极光的地带的平均位置称作“极光卵”或“极光椭圆”(auroral oval)。一般认为极光卵固定在空间不随地球转动,而地球连同设在地面上的观测站一起在它下面转动。

前已提到,晨昏电场的作用是使极盖电离层中的等离子体作背离太阳的对流运动。在 E 层,离子的碰撞频率约等于其自旋频率,离子的对流运动受阻,只有电子继续作对流运动,于是产生两个涡旋电流。在极盖电流方向向着太阳,如图 4.17 中虚线所示。此电流类似于 S_q 电流,并在极区产生太阳静日地磁变化,故称它为 S_q^p 电流系。 S_q^p 电流系由磁层晨昏电场所产生。

由磁层结构可以看到,等离子体片(plasma sheet)向地球伸展,呈触角状与地球两极相接。其位置处于极光椭圆的夜间部分,如图 4.24 所示。磁尾中的晨昏电场驱动等离子体片中的带电粒子以对流速度 $\mathbf{V} = \mathbf{E} \times \frac{\mathbf{B}}{B^2}$ 向地球方向运动。一方面,等离子体片中沉降入极光区的带电粒子增加该区的电导率(微粒电离),另一方面,磁层中的晨昏电场沿高导电性的磁力线传入极光区,结果在

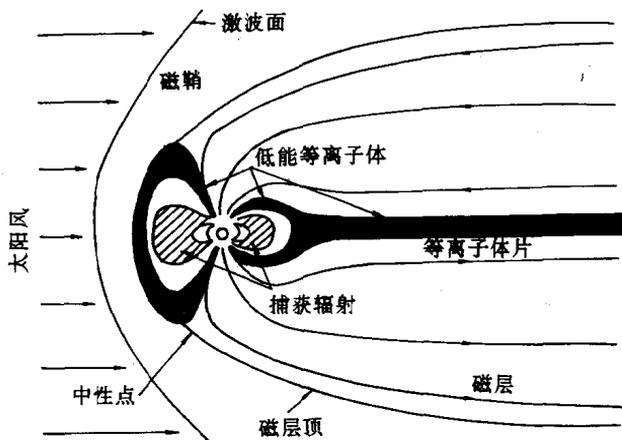


图 4.24 低能等离子体的分布

极光带中产生由东向西流动的“极光电急流”(auroral electrojet AEJ)。以下对此作一些定量分析。

从北极大气层向地球看,极光带电离层 A 区与相邻电离层 C 区画于图 4.25。磁场 \mathbf{B} 垂直向下(指向图面)。粒子沉降使 A 区电导率大于 C 区电导率,晨昏电场在 A 区为向西电场($+E_x$)。因为 A、C 边界上电场连续($\nabla \times \mathbf{E} = 0$),所以 C 区中 x 方向电场也为 $+E_x$ 。A 区中电场 E_x 产生裴德森电流 J_{p1} 和霍耳电流 J_{H1} ,同时, C 区电场 E_x 也产生裴德森电流 j_{p1}' 和霍耳电流 j_{H1}' 。由于 A 区电导率较大,结果在边界积累电荷而建立极化场($-E_y$),极化场产生裴德森电流 J_{p2} 和霍耳电流 j_{H2} 。 j_{H2} 和 j_{p1} 同方向,使 x 方向的电流(由东向西)大大加强。由图 4.25 可以建立以下关系:

$$J_x^A = \int (j_{p1} + j_{H2}) dz = \int (\sigma_p^A E_x + \sigma_H^A E_y) dz = \Sigma_p^A E_x + \Sigma_H^A E_y \quad (4.6.3)$$

$$\begin{aligned} J_y^A &= \int (j_{H1} - j_{p2}) dz \\ &= \int (\sigma_H^A E_x - \sigma_p^A E_y) dz = \Sigma_H^A E_x - \Sigma_p^A E_y \end{aligned} \quad (4.6.4)$$

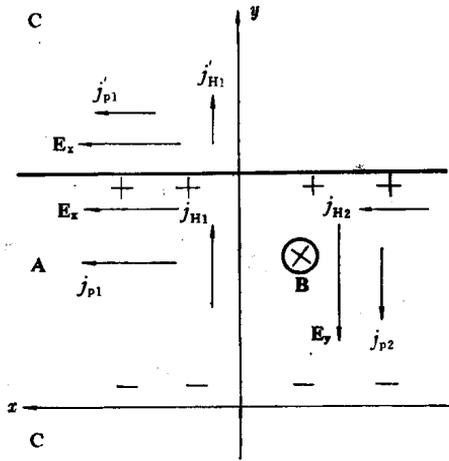


图 4.25 极光电急流

积分在整个 E 层高度进行。对 C 区同理可得：

$$J_y^C = \Sigma_H^C E_x \quad (4.6.5)$$

因为 $J_y^A = J_y^C$ ，再由 (4.6.4)、(4.6.5) 式得

$$E_y = \left(\frac{\Sigma_H^A - \Sigma_H^C}{\Sigma_p^A} \right) E_x$$

代入 (4.6.3) 式，结果是

$$J_x^A = \left[\Sigma_p^A + \frac{\Sigma_H^A (\Sigma_H^A - \Sigma_H^C)}{\Sigma_p^A} \right] E_x = \Sigma_{ef}^A E_x \quad (4.6.6)$$

其中 Σ_p^A 、 Σ_H^A 、 Σ_H^C 分别为 A、C 区中相应的高度积分电导率， Σ_{ef}^A 为 A 区有效电导率。显然，若 $\Sigma_H^A \gg \Sigma_H^C$ ，去掉上标 A，最后结果是

$$\Sigma_{ef} = \Sigma_p + \frac{\Sigma_H^2}{\Sigma_p} \quad (4.6.7)$$

与 § 4.3 中的 Cowling 电导率 $\left(\sigma_3 = \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \right)$ 有类似的形式。

4.6.4 极区电流系

在极区电离层水平流动的极光电急流和 S_q^p 电流系、在电离层

与磁层之间沿磁力线流动的 Birkeland 电流同 $L = 6$ 附近捕获粒子的环电流相通, 构成一个三维电流系。如图 4.26 所示, 环电流分量由清晨部分流入电离层, 环绕极光椭圆后从黄昏部分流出电离层。当然这只是一种简单的模型, 极区电离层电流和磁层电流之间的精确关系还远远没有弄清。磁层从两方面影响电离层。一是向电离层注入粒子, 二是调节沿磁力线穿入电离层电场的大小。粒子沉降除增加电离层电导率外还引起中性成分温度上升, 使热层风变化。而风又通过发电机效应产生电流和电场。反之, 电离层电场和电流也对磁层对流产生很强的反馈。这些构成电离层与磁层的某种耦合。

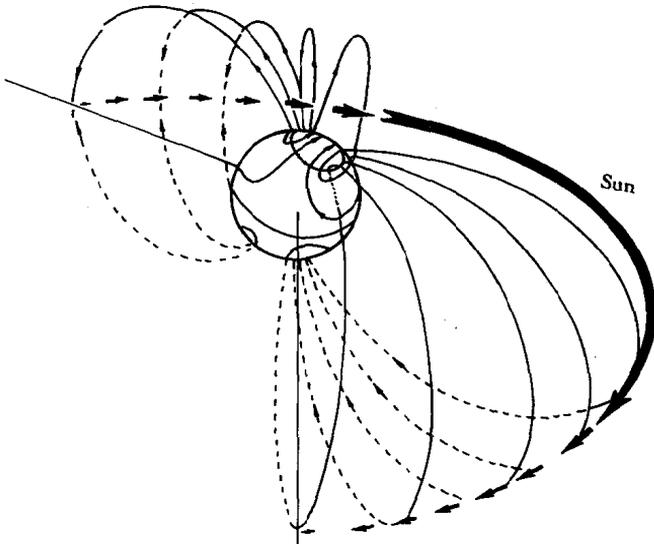


图 4.26 三维亚暴电流系

§ 4.7 F2 层的形成

4.7.1 F2 层峰的形成

(4.1.1) 和 (4.1.2) 两式给出电离层电子浓度满足连续性方

程

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - L(N) - \frac{\partial}{\partial h}(Nw) \quad (4.7.1)$$

如果忽略风力漂移和电力漂移,上式中的速度 w 只是扩散速度,按(4.4.8)式

$$w = -D_a \sin^2 I \left[\frac{1}{N} \frac{dN}{dh} + \frac{1}{H_p} \right] \quad (4.7.2)$$

由扩散引起的损失项为(见(4.4.13)式)

$$\frac{\partial(Nw)}{\partial h} = -\frac{D_a \sin^2 I}{H^2} \left[\frac{d^2 N}{dZ^2} + \frac{3}{2} \frac{dN}{dZ} + \frac{N}{2} \right] \quad (4.7.3)$$

在稳态 $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0 \right)$ 和线性损失 $L = \beta(h)N$ 时,连续性方程(4.7.1)变为

$$q - \beta(h)N + \frac{D_a \sin^2 I}{H^2} \left[\frac{d^2 N}{dZ^2} + \frac{3}{2} \frac{dN}{dZ} + \frac{N}{2} \right] = 0 \quad (4.7.4)$$

其中, H 是离化气体 O 的标高, Z 是约化高度, $Z = \frac{h}{H}$, 且

$$\left. \begin{aligned} q &= q_0 e^{-Z} \\ \beta(h) &= \nu \cdot [M] = \beta_0 e^{-2Z} \\ D_a &= \frac{2kT}{mv_i} = D_{a0} e^Z \end{aligned} \right\} \quad (4.7.5)$$

在较低高度(如 200km 以下),扩散项的影响不重要,电子浓度由光化平衡决定:

$$N = \frac{q}{\beta} \propto e^Z$$

这正是 §3.6 中讨论 F 层分裂中 F1 层峰以上的电子浓度分布。 D_a 向上指数增大, q 、 β 向上指数减少,在某个高度以上,扩散项起主导作用,电子浓度的分布满足 §4.4 中所讨论的扩散平衡分布

$$N \propto e^{-\frac{Z}{2}}$$

图 4.27 给出了 $\frac{d}{dh}(Nw)$ 的非相干散射观测资料,在 300km 以

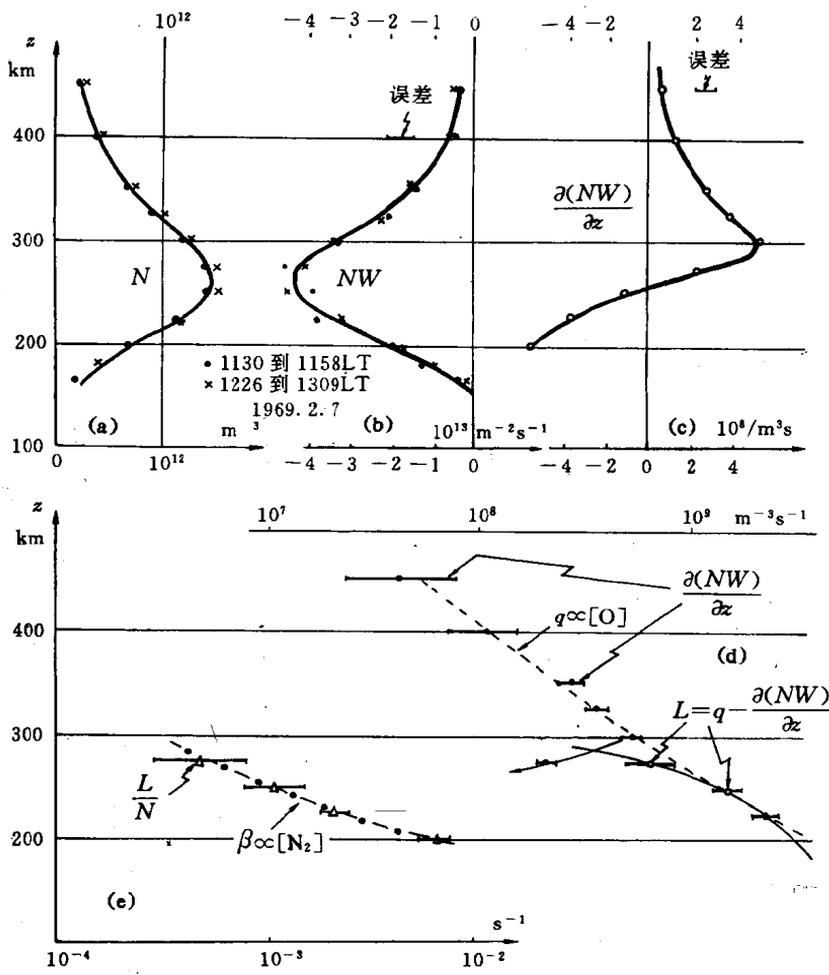


图 4.27 电子连续性方程中各项的高度分布。电子浓度 N 和垂直速度 w 由非相干散射资料所得

上,它以与原子氧浓度 $[\text{O}]$ 相同的标高指数减小。这个结果同在此高度可以忽略复合而产生率(正比于 $[\text{O}]$)刚好被通量的散度平衡

这一事实相符合。产生率乘以任意常数因子可得到图 4.27(d) 示出的一致性。在 300km 以下,产生率与通量散度之差就是复合率,它以 N_2 的标高变化。

许多对方程(4.7.1)求得数值解^[1],得到“日间平衡层”的一些特点,Rishbeth 总结为:

(a) F2 层峰出现在扩散项与损失项同样重要的高度上,即

$$\beta_m \approx \frac{D_{am}}{H^2} \text{ 的高度上;}$$

(b) 峰值电子浓度为 $N_m \approx \frac{q_m}{\beta_m}$,似乎与扩散项无关(峰以下,

$$N \approx \frac{q}{\beta});$$

(c) 在远高于峰高度处,电子浓度呈指数分布, $N \propto e^{-\frac{z}{\beta}}$;

(d) 由风和电场产生的垂直漂移速度 w 近似使峰高增加了

$$\Delta z \approx \frac{wH^2}{D_{am}}, \text{ 而 } N_m \text{ 大致上仍为 } \frac{q_m}{\beta_m}, \text{ 下标 } m \text{ 表示峰上的量。}$$

以上四点确定了图 4.28 中画出的电子浓度分布。

定义扩散速率 $d = \frac{D_a}{H^2}$, F2 层峰高度可由关系式

$$\frac{D_a}{H^2} = d \approx \beta \quad (4.7.6)$$

确定。 $\frac{\beta}{d}$ 向上迅速减小,每公里减小百分之几,给出比率的一个近似值就足以相当精确地确定峰的高度。 d^{-1} 代表“扩散时间常数”,在该时间内,可预期在高 F 层建立扩散平衡。

当 $q = 0$ 时,可以得到形为

$$N(z, t) = N_s(z) e^{-\beta' t} \quad (4.7.7)$$

的解,电子浓度以有效衰减系数 β' 随时间衰减,但保持分布形状不变。通常,只考虑衰减最慢的层,此时, β' 具有最小值,且 $\beta' \approx \beta_m$ 。这种分布最稳定,称为“夜间稳定层”,它也有“日间平衡层”的

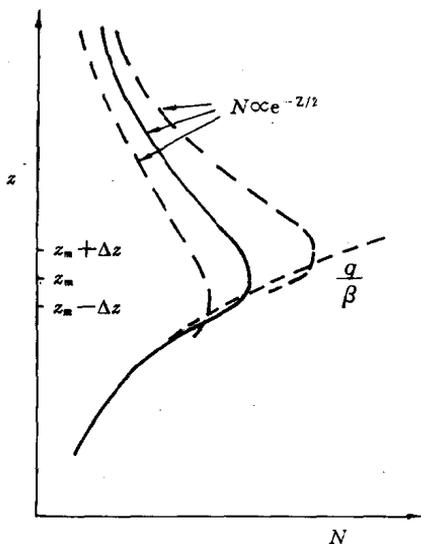


图 4.28 F2 层的平衡电子浓度分布 $N(z)$

无漂移时峰 z_m 处在 $\beta \approx \frac{D}{H^2}$ 的高度上(实线);

垂直漂移 w 使峰移动到 $z_m \pm \Delta z$ 处

一些特点。“夜间稳定层”的峰处于“日间平衡层”峰以上一个标高以内,这是因为白天电离在峰以下最快($q \propto e^{-z}$),而晚上产生率 $q = 0$ 。

4.7.2 中性风和电场的影响

如前所述,中性风和电场引起的电离层等离子体的垂直漂移速度为

$$w = v_{tW} + v_{tE} \quad (4.7.8)$$

此项速度应加到(4.7.1)式中的速度项中,并对电离层电子浓度分布产生复杂影响。如前所述,Martyn 漂移理论已成功地解释电离层 $N_m F2$ 和 $h_m F2$ 的某些变化规律。

现已证明,电场对中纬电离层 F2 层峰变化的影响是次要的,而中性风对中纬 F2 层起主要作用,以下只讨论后者。中性风对极区和赤道电离层的影响将在第五章讨论。

由(4.2.12)式,F2层中,对电子和离子有 $v \ll \Omega$,垂直漂移速度等于

$$w = v_{\perp} \omega = -\frac{1}{2} U \cos \varphi \sin 2I \quad (4.7.9)$$

其中, U 是热层风速, φ 是风向方位角, I 是磁倾角。

图 4.29 给出北半球电离层中某点 p 的地理子午面和地磁子午面。速度为 U 的水平风与地理北成 φ 角,在地磁子午面的分量为

$$U' = U \cos(\varphi - D)$$

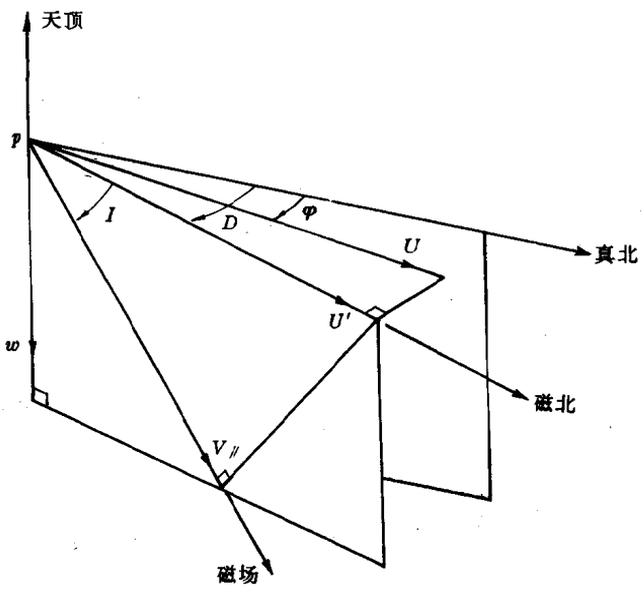


图 4.29 北半球 P 点的地理和地磁子午面

D 是磁偏角。在磁场方向的漂移速度为

$$V_{//} = U' \cos I$$

它在垂直方向上的分量为

$$\omega = -V_{\parallel} \sin I = -\frac{U}{2} \cos(\varphi - D) \sin 2I \quad (4.7.10)$$

$D = 0$ 时, 上式成为(4.2.12) 式。

在中纬地区, $\sin 2I \approx 0.8$, 白天向极风的典型值为 70m/s , 它产生的垂直漂移速度 $\omega = -30\text{m/s}$ (方向向下), 夜间向赤道风的典型值是 -250m/s , 它产生的垂直漂移速度 $\omega \approx +100\text{m/s}$ (方向向上), 与之相比, 垂直于 \mathbf{B} 方向的风速 U_z 通常为 3m/s 量级, 它对 ω 的贡献是 $U_z \sin^2 I$, 完全可以忽略。

当垂直漂移不存在时, 平衡峰(高度为 h_{me}) 位于损失系数 β 可以与扩散率 d 相比拟的高度上。若取 β 正比于分子氮(N_2) 浓度, $\beta \propto e^{-\frac{1.75h}{H}}$, 其中 H 是氧原子(O) 的标高, 在平衡高度 h_{me} 处, β 与 d 满足

$$\frac{\beta}{d} \approx 0.6(\text{白天}); \quad \frac{\beta}{d} \approx 0.13(\text{夜间}) \quad (4.7.11)$$

选定一种大气模式后, 可由数字计算得到上式中的具体数值。由此式可看出, “夜间稳定层” 的峰是在“白天平衡层” 峰之上。垂直漂移 ω 使峰移动了

$$\Delta h_m \approx 0.9 \frac{\omega}{d(h_{me})} \approx \begin{cases} 0.55 \frac{\omega}{\beta(h_{me})} & (\text{白天}) \\ 0.12 \frac{\omega}{\beta(h_{me})} & (\text{夜间}) \end{cases} \quad (4.7.12)$$

光化平衡时, 电子浓度分布

$$N = \frac{q}{\beta} \propto \exp\left(0.75 \frac{h}{H}\right)$$

向上增加, 由此可粗略估算由 Δh_m 引起的峰电子浓度 N_m 的变化, 取上式的对数差分可得

$$\Delta(\ln N_m) \approx \frac{3}{4} \frac{\Delta h_m}{H} \quad (4.7.13)$$

由(4.7.12) 式, 白天

$$\Delta(\ln N_m) \approx 0.4 \frac{w}{H\beta(h_{me})} \quad (4.7.14)$$

Rishbeth 使用太阳极小年的 CIRA 模式, 求出白天 $h_{me} = 293\text{km}$, $H = 60\text{km}$, $\beta(h_{me}) = 6 \times 10^{-4}\text{s}^{-1}$, $d(h_{me}) = 1 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$ 。若取 $w = -30\text{m/s}$, 结果是

$$\Delta h_m \approx 0.9 \frac{w}{d} \approx -30\text{km};$$

$$\Delta(\ln N_m) \approx 0.01 w \approx -0.3$$

夜间, 峰的位移减少了有效损失系数 β' 。假设夜间 β 的标高为 25km , 取 $w = +100\text{m/s}$, 则有

$$\Delta h_m \approx 0.2 \frac{w}{d} \approx 20\text{km}$$

$$\Delta(\ln N_m) \approx -0.008 w \approx -0.8$$

以上数字结果均依赖于所选取的大气模式, 模式变化后, 数字值将相差很远, 计算结果只能大致说明风如何影响 F2 层行为。白天, 中纬向极风减少 $h_m\text{F2}$; 夜间, 中纬向赤道风增加 $h_m\text{F2}$ 。 $h_m\text{F2}$ 的周日变化又引起 $N_m\text{F2}$ 的周日变化。许多台站的观测结果都可以用以上结论很好地解释。

图 4.30 给出 $N_m\text{F2}$ 和 $h_m\text{F2}$ 周日变化的计算实例。为与理论计算比较, 图中还给出非相干散射实验的观测结果(图中用“×”表示)。曲线(a)和(c)在计算等离子体扩散速度时考虑了电子和离子的温度差, 而曲线(b)则假定热平衡。曲线(a)、(b)全考虑了中性风的影响, 而(c)忽略了风。由图可见, 计入风的影响后, $h_m\text{F2}$ 的昼夜变化约为 60km 。若不计入风的影响, 除了清晨的过渡效应外, $h_m\text{F2}$ 几乎没有昼夜变化。

由图还可看到, 由于风的影响, $N_m\text{F2}$ 白天有不太明显的极小值。这正是中纬地区春、夏、秋三季经常观测到的“biteout”现象。夜间, 由于风的抬升, 电离层电子浓度高于无风时的电子浓度。前者的损失系数比后者减少约 30%。风的作用明显地利于电离层的维持。

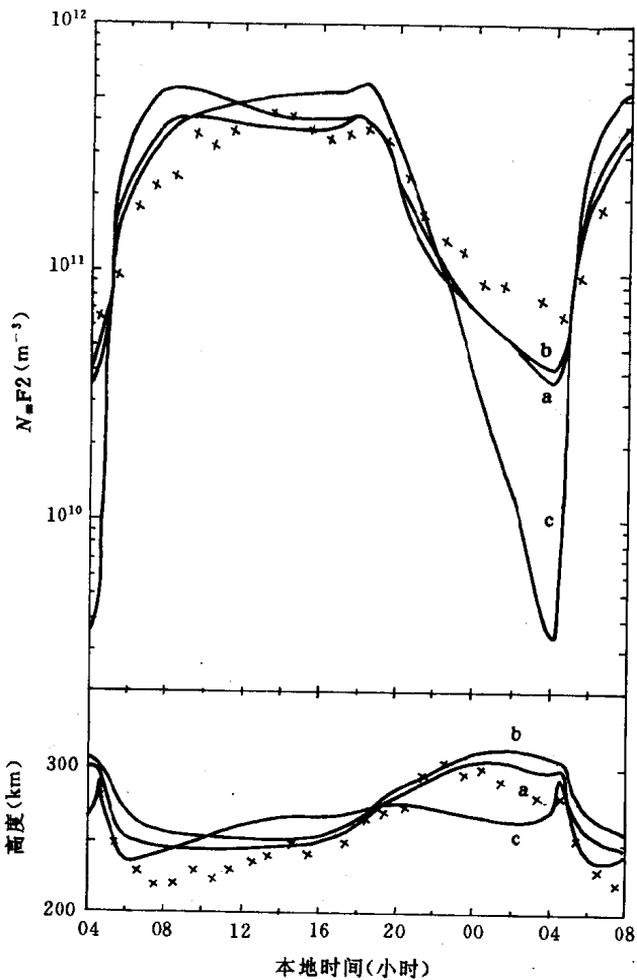


图 4.30 $N_m F_2$ 和 $h_m F_2$ 的本地时间变化

- (a) 包括风和热不平衡；
- (b) 包括风但假定热平衡；
- (c) 包括热不平衡，但忽略了风。
- × —— 观测资料。

第五章 电离层异常现象

§ 5.1 引言

电离层行为有些是日复一日、重复出现的有规律性的,也有不规则的随机不均匀变化。一般地将电离层实验观测结果同 Chapman 理论的主要偏离称作“异常”。事实上 Chapman 理论在某些方面也不完全符合电离层的实际情况。例如 Chapman 理论中没有考虑电离层等离子体的运动。

电离层异常现象的研究,是对实际电离层时空结构的实验探测结果进行分析并得出带有规律性的结论。如图 3.2 中的曲线,提供了电离层结构在空间和时间变化两个方面的信息:在空间上它呈现出电子浓度随高度分层变化的特征;在时间上它含有电子浓度昼夜变化的信息。电离层还有太阳黑子周期变化,年度、半年度、季节变化和周日变化;在空间变化方面还有纬度变化和经度变化。

本章提供的电离层中某些观测结果,揭示了经典理论不能解释的许多“异常”现象。随着研究“异常”现象的深入,现在已衍生出一门新的学科——“电离层形态学”。

§ 5.2 D 层

距地面高度 60km 至 80km 左右的电离层称为 D 层。D 层的主要特征是对穿过它的无线电波有强烈的吸收,同时 D 层的光化

过程极其复杂。以前,有关该层电子浓度和碰撞频率随高度变化的信息,主要由无线电波传播实验得到。现在,也部分地由火箭实验得到一些资料。由于D层对无线电波的强吸收,以及火箭探测成本高和非连续性,至今D层不如E层、F层的资料丰富。

5.2.1 D层行为

D层强烈地受太阳控制,而且采用不同的观测方法将导致观测到的周日变化不同。甚低频($< 30\text{kHz}$, VLF)无线电波传播方法是最常用的观测手段之一。甚低频无线电波在D层反射,电波折射指数在一个波长内有明显的变化。VLF电波垂直入射时,反射视在高度 $h(\chi)$ 随天顶角 χ 的变化关系如下

$$h(\chi) = h(0) + H \ln \text{ch}(\chi) \quad (5.2.1)$$

其中, $h(0) \approx 72\text{km}$,中性大气标高 $H \approx 5\text{km}$ (有明显的年度变化), $\text{ch}(\chi)$ 是Chapman函数, $h(\chi)$ 从夜间到白天的变化一般在地面日出之前一小时左右开始。

图5.1给出Deeks使用长波资料的“全波”分析方法建立的D层 $N(h)$ 剖面,图中,太阳黑子极小年的一组曲线显示出D层从日出到中午的增长过程。基于Deeks太阳黑子极小年中午的结果,已证明在D层所有高度上,电子浓度的夏季值超过春、秋季值,而后者又超过冬季值。图5.1也示出了中午时刻电子浓度 N 的太阳周期变化,大约在73km以上,太阳黑子极大年的 N 值最大,这是由于太阳X射线和Lyman- α 射线在此高度范围输入最强;相反在较低的高度上,太阳黑子极小年的 N 值却最大,这是因为在此高度上电离主要由银河宇宙射线产生。这些与§3.7中的分析是一致的。

有时称由宇宙射线产生的电离为“C层”。由图5.1可见,在60km高度上, $N = 100\text{cm}^{-3}$ 。在50km以下,由于电子浓度相当低,对无线电波传播影响非常小。这部分区域一般在大气电学领域中研究。

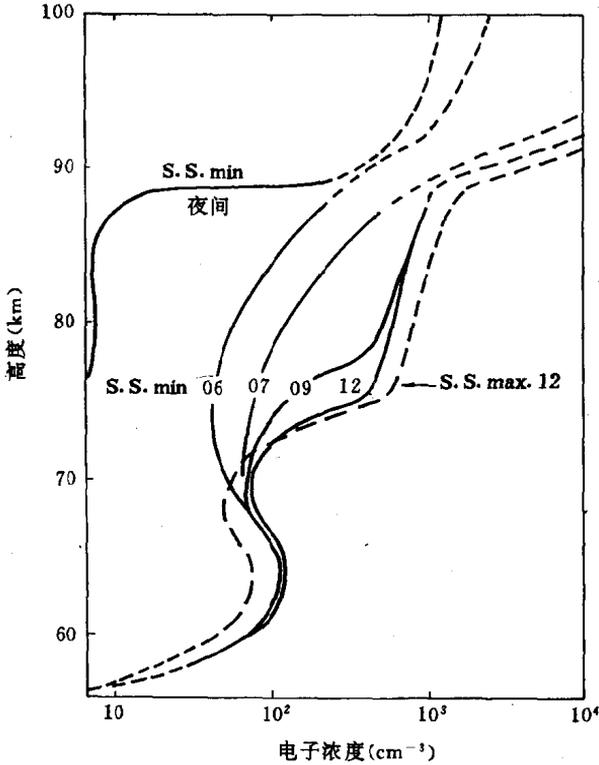


图 5.1 由长波观测得到的 D 层 $N(h)$ 剖面

D 层受太阳控制的进一步的证据还来自于无线电波 A1 吸收资料(见第九章)。Appleton、Piggott 于 1954 年由基于英国长期 A1 测量资料提出垂直入射时吸收同太阳天顶角有以下关系：

$$L = \frac{A}{(f + f_L)^2} \quad (5.2.2)$$

其中 L 表示吸收,以分贝(dB)为单位, f 和 f_L 分别是实验工作频率和电子自旋频率在磁场方向上的分量,单位为 MHz。由上式可得到

$$A = L(f + f_L)^2 \propto [\text{ch}(\chi)]^{-0.8} \quad (5.2.3)$$

对春、秋季的中午($\chi = 50^\circ$, 英国),他们还给出吸收同太阳黑子周

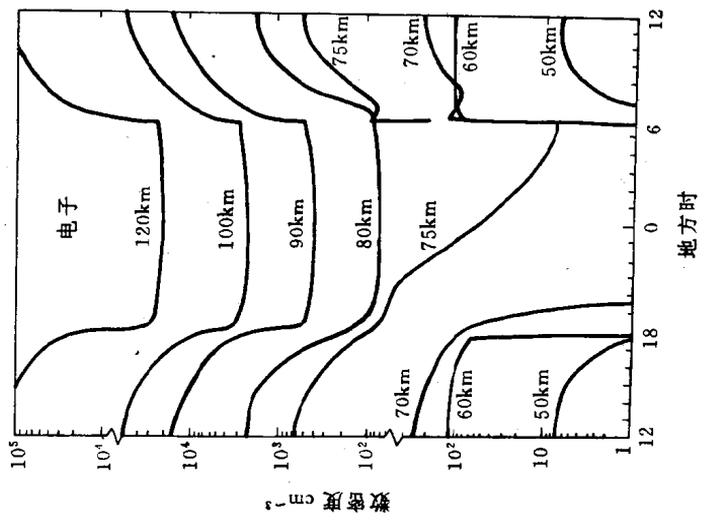
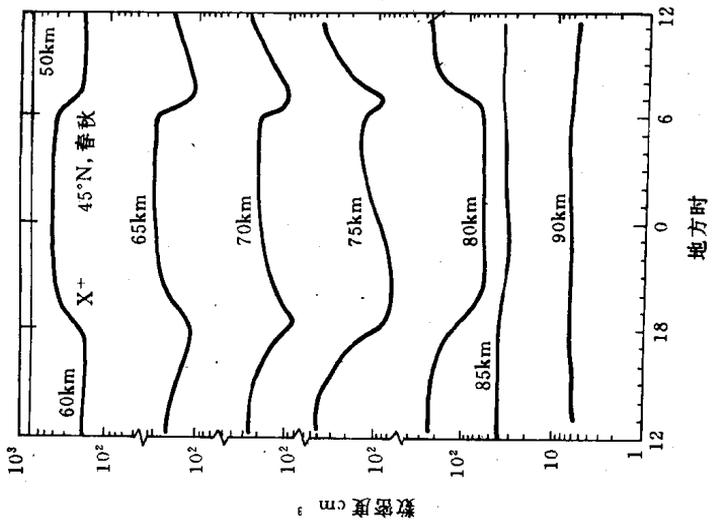


图 5.2 在不同高度上电子和水化物正离子浓度的日变化

期变化的近似关系为：

$$A \approx 300(1 + 0.01R) \quad (\text{dB}) \quad (5.2.4)$$

其中 R 为太阳黑子数。

图 5.2 给出的不同高度电子与正离子的日变化,将有助于读者进一步明了 E 层底部和 D 层的电子和水化正离子是如何受太阳控制的。由右图可看出,在 80km 以下,正离子多为离子团,正离子团浓度的周日变化很小。从左图中可知:夜间,75km 以下,由于光剥离消失,附着作用使电子急剧地消失。负离子的极限高度(Ceiling)上升到大约 75km。日出时(事实上是在地面日出之前)负离子的光剥离突然加强,电子也突然重新出现且浓度急剧增加。光电离的大气对远 UV 辐射来说是一光学薄层,随着太阳渐渐升起,整个大气层的光深减小,由 X 射线和 Lyman- α 光电离产生的电子填充位于 C 层和 80~85km 处(分子离子层的“底”)凸起的凹谷。

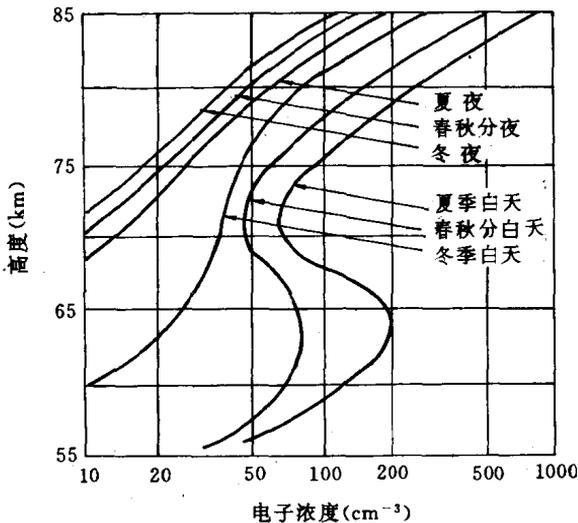


图 5.3 用交叉调制技术得到的 D 层电子浓度

D层电子浓度的季节变化可由图 5.3 来说明,它是用交叉调制技术得到的结果。由图可见,一般而言,D层电子浓度总是冬季小、夏季大,在 70km 高度以下尤为明显。

5.2.2 电离层和低层大气的关系

在冬季的某些日子里,无线电波吸收大大地增加,常称作电离层吸收“冬季异常”。大量 D 层资料证实,“吸收异常”与 D 层中的额外的电离有关。

现代实验与研究进一步揭示了电离层冬季吸收异常现象和低层大气间存在某种耦合。自 60 年代初以来,冬季 D 层参量和中层径向增温间的关系渐为人们所知,随后的研究主要集中在所谓

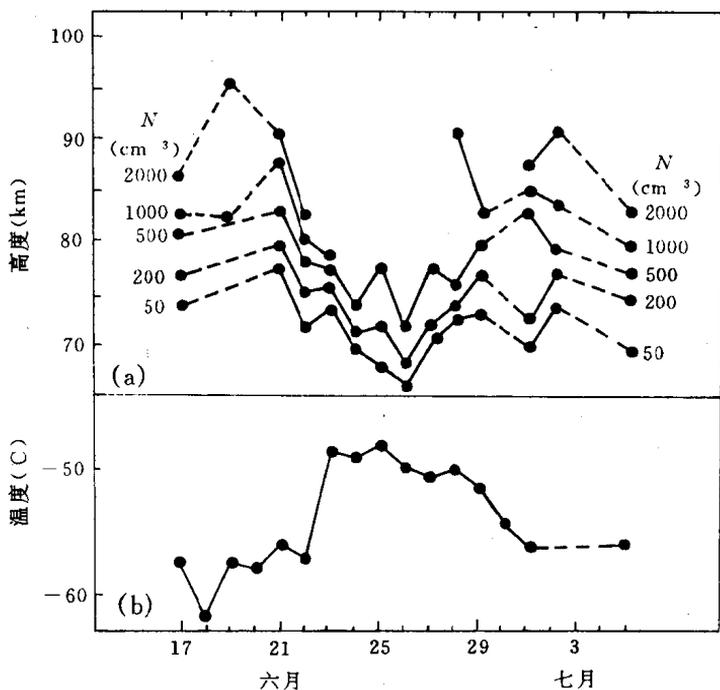


图 5.4 在新西兰观测到的伴随着冬季平流层增温的 D 层变化(1963)

“平流层增温”(stratospheric warming)现象。在大约 30km 高度上(气压 10hPa 左右)大气温度上升到高于正常温度几十度,这种温升可以持续若干天,它代表了高层大气环流的重要变化。大的平流层增温,如 1952 年 2 月中欧出现的典型情况,可以在数千公里范围上观测到。不少人得出平流层增温和 D 层吸收之间的统计关系,描述了伴随 1952 年 2 月事件的明显 D 层效应(VLF 相高变化和吸收增加)。在新西兰(43°S, 173°E), Gregory 于 1965 年发现 1963 年 6 月平流层增温期间 D 层电子浓度的增加(图 5.4)。大气成分的变化在 D 层光化学中起着重要作用,如一氧化氮(NO)、臭氧(O₃)之类次要成分,可能是引起 D 层异常效应的原因之一。已认为 NO 的增加是冬季吸收异常的原因之一,最新研究发现,吸收异常与中层大气动力学也有关。因此,可以认为这种冬季异常是一种气象现象。这意味着电离层和低大气层之间存在某种物理耦合,现在称为“电离层的气象控制”。当然,也有人提出,银河系高能粒子沉降也可能是导致冬季电波吸收异常的原因之一。

§ 5.3 E 层和 F1 层

一般认为电离层 E 层和 F1 层处于光化平衡状态,与理论上的 Chapman 层符合得相当好。尽管使用 Chapman 理论可对 E 层和 F1 层的临界频率作符合实际的说明,但进一步的研究指出,这两层也存在着某些扰动(或异常)。

5.3.1 正常 E 层

正常 E 层由太阳电离辐射所产生,与突发 E 层(E_s)并无密切关系。在等温大气和平衡状态下($\frac{\partial N}{\partial t} = 0$),使用 Chapman 理论可得 E 层临界频率与太阳天顶角 χ 的关系为

$$f_0E = 9000 \left[\left(\frac{q_0}{\alpha} \right) \cos \chi \right]^{0.25} \quad (\text{Hz}) \quad (5.3.1)$$

式中常数因子适用于 CGS 单位,对 MKS 单位,常数因子是 9; q_0 是 $\chi=0$ 时的峰产生率, α 是复合系数。(5.3.1)式与大量实验结果不尽相符。更一般地可以取形为

$$f_0 \propto (\cos \chi)^b$$

的关系,某些台站的观测资料中, b 一般取值为 0.1~0.4。有结果表明,对于 E 层的周日变化 $b=0.3$,大于理论值 0.25。对于季节变化, b 值接近于理论值 0.25。E 层中 $b > 0.25$ 的可能原因是存在正的标高梯度 $\Gamma = \frac{dH}{dh}$ (并非完全等温大气),并有 $b = 0.25$ (HT)。由 f_0E 的周日变化关系可得: $\Gamma \approx 0.2$,与热层模式求出的结果一致。如果标高梯度同时引起复合系数 α 随高度变化,则 b 的表达式还须修改。

E 层临界频率 f_0E 的正午值规则地随太阳活动性变化。(5.3.1)式中太阳活动影响主要体现在 $\frac{q_0}{\alpha}$ 项,与太阳黑子数 R 有以下近似关系

$$\frac{q_0(E)}{\alpha(E)} = 180(1 + 0.01R) \times 10^8 \text{cm}^{-6} \quad (5.3.2)$$

现在将上式应用于图 3.11 中曲线 E 所示的剖面峰,取 $R \approx 60$, $q_0 = 4700 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$,可求出复合系数 $\alpha = 1.6 \times 10^{-7} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ 。这与实验室测量值的数量级 ($\sim 10^{-7}$) 相同,由日食测量、电离层惰性测量以及夜间衰落测量所得到的 α 值一般在 $10^{-7} \sim 10^{-8} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ 的范围内。

研究 f_0E 的纬度变化,发现存在对经典 Chapman 层的偏离,这可能也与 E 层 S_q 电流系的电磁运动有关。

日落后, N_mE 减小到夜间值,典型大小约为 $5 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$,它由来自夜空紫外辐射所维持,如 Lyman- α 、Lyman- β 以及氦线等。有时也会出现浓度超过 10^4cm^{-3} 的 E_s 峰。此外,磁扰期间还观测到特性完全不同于 E_s 层的电子浓度极高的“夜间 E 层”,特别是在极光区上空极容易出现。在非常宁静的条件下,夜间 E 层以下可

能存在很深的“谷”，“谷”中电子浓度远低于 $N_m E$ 。

5.3.2 F1层

太阳周期变化对 F1 层的影响可以用下式很好地描述

$$\frac{q_0(F1)}{\alpha(F1)} = 500(1 + 0.016R) \times 10^6 \text{cm}^{-6} \quad (5.3.3)$$

式中复合系数取日食测得的典型值 $\alpha = 0.5 \times 10^{-8} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ 。同样将(5.3.3)式应用于图 3.11 中的 F 剖面曲线 ($R = 60$)，取 $q_0 = 3700 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ，求出的 $\alpha = 4 \times 10^{-8} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ 更接近室温下实验室的测量值 ($\sim 10^{-7}$)。因为 α 随温度增加而很快减小，可以预期 F1 层复合系数 α 既小于 E 层的值也小于实验室的测量值。

一般在电离图上 F1 层峰并不经常出现，一旦出现，其特征很接近 Chapman 层。F1 层临界频率 $f_0 F1$ 按 $(\cos \chi)^{0.2}$ 的规律周日地变化。这与 §3.6 所述的 F1 层形成理论一致。可以证明 $f_0 F1$ 随 χ 的变化应当比 Chapman 规律 $(\cos \chi)^{0.25}$ 更慢；由(5.3.3)式求出的 α 值太小。

由图 3.11 所示的结果可见，F1 层产生率的峰点高度约在 150km。而图 5.8 又表明 $h_m F1$ 大约是 185km，二者不尽相同，由此可见，由电离图确定的 $h_m F1$ 可能不太精确。

F1 层还受地磁控制。它可能起因于电磁运动。在低纬有时还观测到附加分层，称为 $F1\frac{1}{2}$ 层。这种现象可以在日食期间观测到。

§5.4 F层参量

现在使用各种探测方法，积累了大量关于 F 层物理与化学过程的资料，从而有可能确定 F 层中诸如产生率、损失率和扩散率等参量。由于 F1 层中各种物理化学过程相互牵连，互相影响，所

以只能知道每个过程反应率的粗略值。当然,在低 F 层中,可以用平衡假设简化分析,用以确定 q 、 α 、 β 和 D 等参量的相对值。要得到这些量的绝对值,必须研究时变过程,通过使用其他方法得到另外的信息,例如 q 的绝对值可以由火箭观测太阳谱得到。但是,测量结果仍受大气成分的不确定性影响。同时大气成分的不确定性也影响损失系数 β ,一般地, β 可由实验室测出的反应速率导出。

5.4.1 确定 F 层参量的方法

正午电子浓度:如前所述,由 F1 层临界频率资料可以得到 $\frac{q_0}{\alpha}$ 和太阳黑子数 R 之间的近似关系式(5.3.3)。虽然已假定在 F2 层中直到峰的高度上电子浓度剖面为 $N \approx \frac{q}{\beta}$,但 F2 层的可变性使得我们不能得到 $N_m F_2$ 的一般公式。Allen 于 1948 年发现在若干台站观测的 $N_m F_2$ 是正比于 $(1 + 0.02R)$ 的,如果假定 q_0 随 R 线性变化(见 5.3.3),则 $N_m F_2$ 随 R 的线性变化表明在 F2 层中的电子损失率是正比于 N ,而不像在低高度那样正比于 N^2 。

F₁ - F₂ 过度区的形状:由 §3.6 的理论, $\frac{\beta^2}{\alpha q}$ 的值可以用观测到的 $N(h)$ 或 $h'(f)$ 曲线与理论曲线相拟合的方法得到。

夜间衰减:F2 层的 β 值可由夜间 $N(t)$ 变化导出。日落后,在任何高度上 N 的衰减最初依赖于局部损失系数 $\beta(h)$,一旦建立起“夜间稳定层”,衰减就依赖于峰上的 β 值。Ratcliffe 等人(1956)在研究若干台站的 $N(h, t)$ 资料的基础上提出了一个经验公式

$$\beta(h) = 10^{-4} \exp\left(\frac{300-h}{50}\right) (\text{s}^{-1}) \quad (5.4.1)$$

其中高度 h 以 km 作单位。

连续方程的最小二乘法分析: $N(h, t)$ 资料可以用来确定最

适用于 F 层连续方程的一组参量。有些研究者根据夜间资料推导出在 300km 高度上 $\beta = 10^{-4} \text{s}^{-1}$, $D = 5 \times 10^{-9} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$; 这个方法可以推广用来估计垂直漂移速度。还有些研究者把最小二乘法用于分析 75°W 子午线上一系列台站的昼夜资料, 得出了在太阳黑子极大年, 300km 高度上的漂移速度估计值及 $q = 1100 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, $\beta = (2 \sim 4) \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ 。

层厚度: 用大量的 $N(h, t)$ 资料研究 F2 层峰以下的厚度, 结果表明它与可离化气体标高有关, 因此与温度有关。用这种方法导出的温度与由卫星阻曳资料导出的温度是相吻合的, 误差在 10% 以内。

日食: 日食期间的观测结果, 并不能给出 F1 层中 α 的可靠值。利用层惰性的方法也是如此。对于 F2 层, 由于输运过程的存在, 所有这些方法都是无用的。在低纬地区, 由日食期间观测的资料可得到以下的结果 (h 以 km 为单位):

$$\beta(h) = 6.8 \times 10^{-4} \exp\left(\frac{300-h}{103}\right) (\text{s}^{-1}) \quad (5.4.2)$$

$$q(h) = 880 \exp\left(\frac{300-h}{186}\right) (\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}) \quad (5.4.3)$$

当太阳活动非常剧烈时, 按上面二式求出日食发生时 300km 高度的 β 、 q 值同由别的资料所得结果相一致。

日出: 日出之后, q 的峰处于 F2 层中, 可以预期 $\frac{\partial N}{\partial t} \approx$

$q(\chi) \frac{q_0}{\text{ch}(\chi)}$ 。Rishbeth 等人曾求出了 $q(\chi)$, 但由于 $\text{ch}(\chi)$ 和别的

量中的不确定性, 这个方法并没有得到 q_0 的精确值。较好的信息可以由研究月亮回波和同步卫星实验得到的总电子含量获得。

5.4.2 F 层参量值及其对正常值的偏离

表 5.1 给出了 F 层参量的粗略值。虽然可以得到更精确的资料, 但表中展示出的一般趋势具有很好的代表性。只有当更多地

知道太阳电离辐射的变化、大气层组成随太阳周期的变化以及各种速率系数的温度相关时,才有可能计算这些参量的确定的值。

表 5.1

F 层参量的粗略值

参 量	符号	太阳黑子		单 位 (C.G.S.)	单 位 (M.K.S)
		极小值	极大值		
F2 层(正午)					
太阳黑子数	R	0	180	-	-
太阳 10cm 通量	S	70	225	-	$10^{-22} \text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$
气体温度, 300km	T	900	1700	K	K
产生率, 300km	q	50	750	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$	$10^6 \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$
损失系数, 300km	β	0.4	7	10^{-4}s^{-1}	10^{-4}s^{-1}
扩散系数, 300km	D	7	2	$10^{10} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$	$10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
峰电子浓度	N_m	4	16	10^5cm^{-3}	10^{11}m^{-3}
峰高度	h_m	240	320	km	km
总电子含量	$\int Ndh$	2	7	10^{13}cm^{-2}	10^{17}m^{-2}
F2 层(午夜)					
气体温度, 300km	T	750	1250	K	K
损失系数, 300km	β	0.06	4	10^{-4}s^{-1}	10^{-4}s^{-1}
扩散系数, 300km	D	14	2	$10^{10} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$	$10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
峰电子浓度	N_m	1	5	10^5cm^{-3}	10^{11}m^{-3}
峰高度	h_m	320	380	km	km
F1 层(正午), 中等太阳活动性 ($R = 60$): $N_m \text{F1} \sim 3 \times 10^5 \text{cm}^{-3}$; 产生率 $q_0 \sim 4000 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$; 损失系数 $\alpha \sim \frac{1}{2} \times 10^{-7} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, $\beta \sim (0.01 - 0.1) \text{s}^{-1}$; 形状因子 $G = \beta^2 / \alpha q \sim (0.5 - 50)$ 。					

考虑某个固定高度, 如 300km 高度上 q 、 β 和 D 的值。当太阳活动性增加时, q 的正午值迅速增加, 因为电离辐射通量和原子氧浓度都增加(见(3.4.1)式), 中午在 300km 高度上光深 $\tau \ll 1$ 。将 β 和 D 分别写成

$$\beta = \sum \{ \gamma [M] \} \text{ 和 } D \propto \frac{b}{n}$$

(b 是 T 的函数, $b(T) \propto T^{\frac{1}{2}}$), 可以看出分子气体浓度 $[M]$ 和总的气体浓度 n 的增加导致 β 的增加和 D 的减小。在太阳活动确定时, 气体浓度的昼夜变化使 β 在夜间比在白天小, 而 D 在夜间比在白天大。 β 和 D 的这些变化受到参量 γ 和 b 的温度相关性的调制, 当然, 通常这种调制是不太严重的。表 5.1 中的资料取 $\gamma, b \propto \sqrt{T}$ 。

损失系数 $\beta(300)$ 与中性气体 (N_2) 温度的函数如图 5.5 所示,

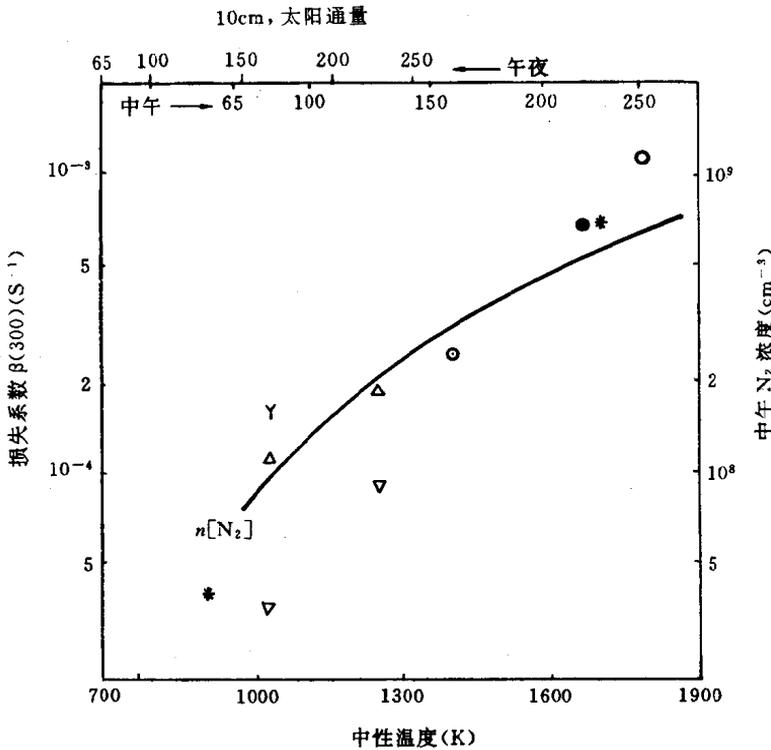


图 5.5 在 300km 高度上作为中性气体温度函数的损失系数 β

它是由实验观测和由经验模式得到的。为了更清楚地说明 β 如何随 T 变化,图中画出了 300km 高度上气体浓度 $[N_2]$,它由中午时刻的 CIRA 模式得到。如果忽略 O_2 ,且取 $\gamma = 10^{-12} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ (与温度无关),则图中标尺的选取是使得 $[N_2]$ 曲线代表 β , γ 值比现代实验室实验得到的值稍小。然而,由图可以断定实验结果同 β 依赖于温度的概念是一致的。

分析 F2 层的夜间资料还可得到 D 的值,对于中等太阳活动性,其范围为 $(2 \sim 5) \times 10^9 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ 。

为考查现有资料如何与观测到的 F2 峰参量的一致性,可使用“日间平衡”层的方程。用下标 m 表示峰上的量,Rishbeth 等人 1960 年得到的近似数值是

$$N_m = \frac{0.75 q_m}{\beta_m}, \beta_m = \frac{0.6 D_m}{H^2} \quad (5.4.4)$$

给定包含温度和气体浓度垂直分布的大气模式,就可以求出满足上面第二式的高度 h_m ,再由第一式计算出 N_m 。为求出与电离层实际观测资料相符合的 N_m 、 h_m 值,需要采用其值远小于实验室值的系数 γ ,或者采用含有 N_2 和 O_2 远小于 CIRA 模式的大气层。此处忽略了风和电场引起的运动,因为它们对计算结果的影响不明显。

§ 5.5 F 层异常

5.5.1 引言

F2 层临界频率的早期研究已揭示它完全不按 Chapman 层的规律变化。作为一个典型例子,图 5.6 示出了在 Lindau (52°N) 得到的太阳黑子极小年(1953 年)和太阳黑子极大年(1958 年)两年中 $f_0 F_2$ 的变化。图中每 27 天一行代表一次太阳旋转,每一月的开始用罗马字表示。该图展示了将要讨论的许多现象。图 5.7 是

另一组例子, (a)是由绕极卫星的顶部探测结果, (b)是地面探测网的资料。

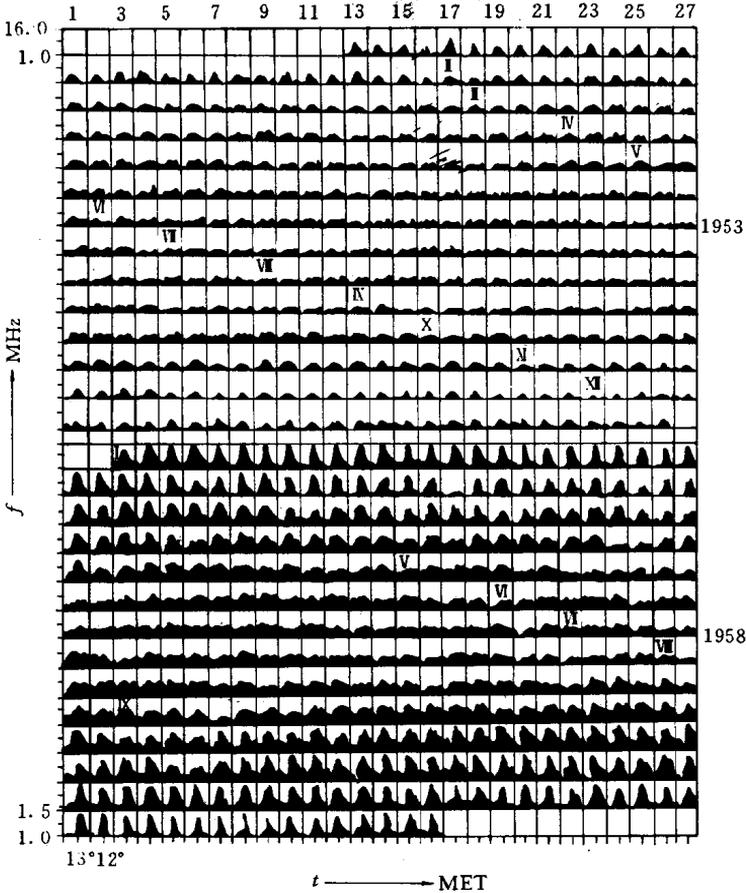
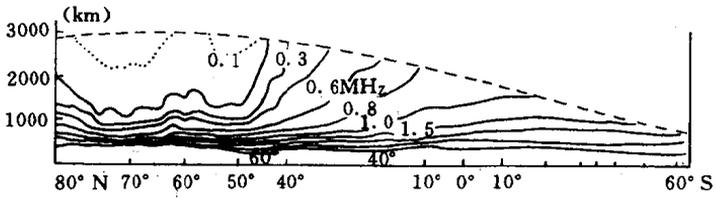


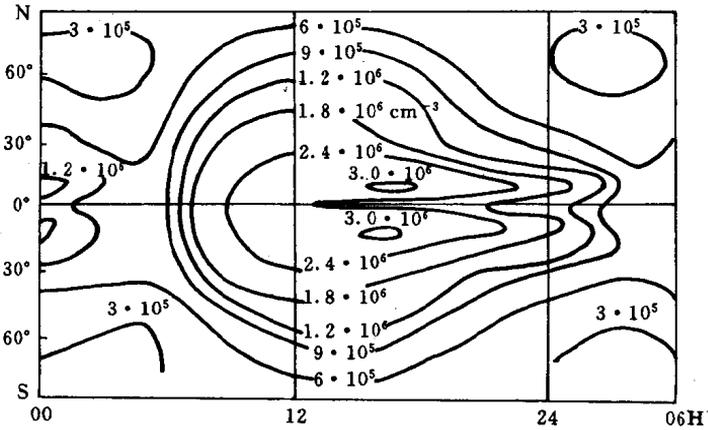
图 5.6 在太阳黑子极小年(1953年)和极大年(1958年) f_0F_2 的变化

F2层的一些较突出的异常是:

(1) F2层峰($N_m F_2, h_m F_2$)的行为, 固定高度上电子浓度的周日变化;



(a)



(b)

图 5.7 电子浓度的等值线:(a) 绕极卫星百灵鸟 2 号上的顶部探测结果,注意“谷”在地磁纬度 $45^{\circ} \sim 65^{\circ}$ 之间;(b) 在春秋分地面探测网的实测结果,白天在磁赤道两边上的峰就是电离层的“赤道异常。”

- (2) 季节、年度和半年度异常;
- (3) 夜间 F 层的维持;
- (4) 赤道异常;
- (5) 极区 F 层。

以下将逐一讨论上面的问题。应当说明的是在此只讨论未扰动的 F2 层的平均行为。F2 层可能经受 20% 的逐日变化,甚至从一小时到下一小时都有明显的改变。

5.5.2 F2层峰的周日变化

图 5.8 示出了在 Slough ($52^{\circ}\text{N}, 1^{\circ}\text{W}$) 6 个有代表性的月份里 10 个国际宁静日得到的 $N_m\text{F2}$ 、 $h_m\text{F2}$ 、 $h_m\text{F1}$ 、 $h_m\text{E}$ 等参量的平均周日变化; 这 6 个月份是低太阳活动的 1953 年的 7、9、12 月和中等太阳活动性的 1950 年的 1、7、9 月。由图可见, 1950 年 1 月, 在中午 $N_m\text{F2}$ 出现很陡的峰, 其值特大, 这称为季节异常。在其他月份, $N_m\text{F2}$ 在中午出现极小值, 这与“biteout”现象是一致的。在

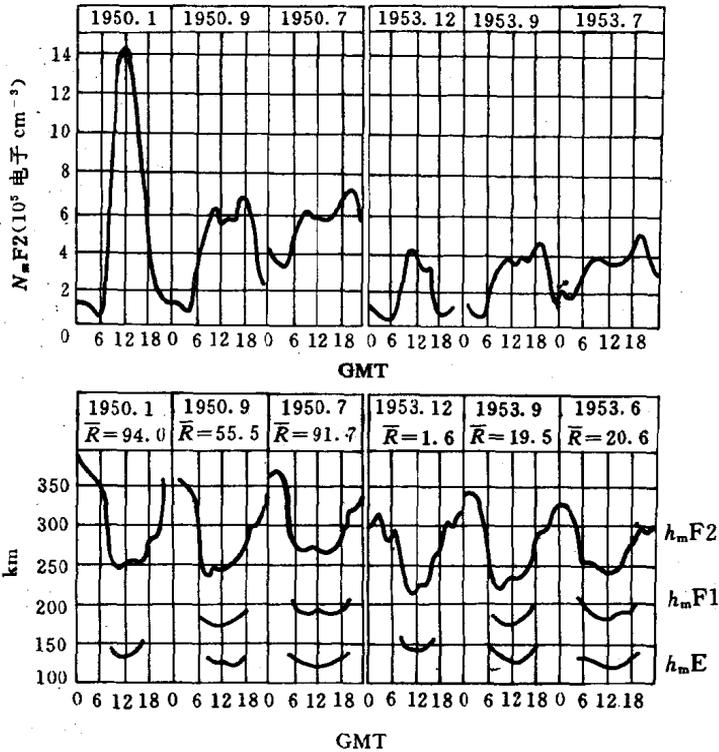


图 5.8 在 6 个有代表性的月份中的 10 个国际宁静日 N_m 和 h_m 的平均周日变化, \bar{R} 是平均太阳黑子数

第四章中,把此现象归为风引起的垂直漂移。另一种解释认为电子浓度的下午极大值应归因于电子温度(而不是中性温度)的减小。这个解释只有当 β 强烈地依赖于 T_e 才成立。因为 T_e 强烈地受沿磁力线的热传导的影响,所以它的变化不仅依赖于本地的太阳辐射,而且也依赖于磁共轭点的条件。

在考虑 $h_m F2$ 时,大气层的加热和冷却改变了 $\frac{D}{H^2} \sim \beta$ 关系满足的高度,也就是改变了 $h_m F2$ 。当计及中性风的影响时,图 5.8 中 $h_m F2$ 的昼夜差(一般为 100km)与第四章中的理论结果是一致的。子午风在夜间产生很强的向上漂移,在日间产生向下漂移;在低纬地区,昼夜差较小,在赤道附近改变符号; $h_m F2$ 的日间值高于夜间值。关于这一点在下面将进一步解释。

5.5.3 年度、半年度和季节异常

从全球范围来看, $N_m F2$ 的年度变化 12 月比 6 月约大 20%,但由于日地距离的变化,这两个月份太阳电离通量只有 6%的变化,称作“年度异常”(annual anomaly)。另外,“季节异常”或“冬季异常”在前面已提到了,这是日间现象,夜间不存在。当太阳活动性增强时,季节异常变得明显,太阳黑子极小年不存在季节异常。Rishbeth 等人于 1961 年发现日出之后, $F2$ 层中 $\frac{dN}{dt}$ 的冬天值远大于夏天值,而且 N 的增加冬天是在天顶角 $\chi \approx 97^\circ$ 开始,夏天是在 $\chi \approx 93^\circ$ 开始。

图 5.9 给出了正午总电子含量随平均太阳黑子数的变化关系。该图不仅说明冬季异常存在,而且展示了在两分点月份电子含量特别高,这称做“半年度异常”(Semiannual anomaly)。这种异常在太阳黑子低年也很明显,这与冬季异常不同。半年度异常在低纬地区和南半球较突出,变化的极大值出现在四月和十月。有人曾发现了 $h_m F2$ 的半年度变化,并认为这种变化是与温度变化相联系的。

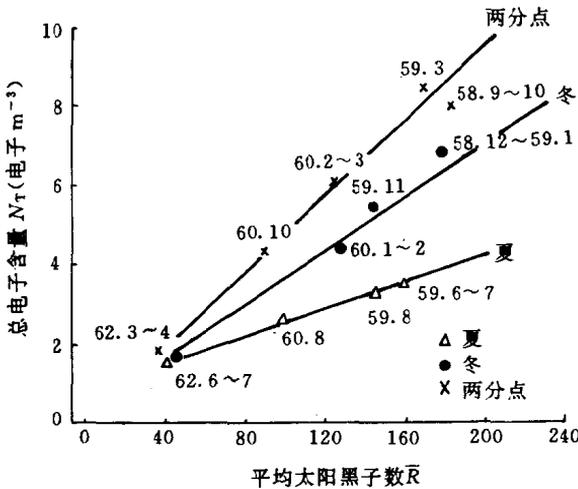


图 5.9 由卫星法拉第旋转观测得到的总电子含量的太阳周期变化

对这些异常现象目前还没有一个完满的解释。Rishbeth 等人提出了大气成分季节变化,特别是中性成分 O 和 N_2 浓度比值的季节变化,可能引起一些异常现象。如果 F 层中分子气体的比例下降, β 值就减小。日出时,当 q 的峰位于 F2 层时,由 N_2 吸收的太阳电离辐射(不产生明显的电离)的比例会减小。因为在日出时 $\frac{dN}{dt} \approx q$, 所以 q 的增加可能与日出的季节异常有联系。另一方面,由图 5.8 看出, $N_m F2$ 在晚上的减少至少在夏季与在冬季是一样迅速,而从总电子含量的夜间减小推导出的 β 值冬季比夏季大。这就说明, β 的变化不是影响季节变化的唯一原因,还有其它因素,包括中性大气层中的风和温度的季节变化以及质子层中电离沿磁力线的扩散。

5.5.4 夜间 F 层的维持

夜间 $N_m F2$ 的减小相当不规则。这种减小不是通宵都存在,

特别是在冬夜,当 $N_m F2$ 达到 10^5cm^{-3} 这个“基本密度”时, N_m 在此值上下变动。在日出之前, F 层电子浓度可能存在明显的增加或减小, 当共轭点已由太阳照射时, 这些“预日出”现象可以归因于光电子沿磁力线的流动。这些光电子能增加电子温度, 但是它们没有足够的能量来产生更多的新的电离。

夜间电子的“基本密度”如何维持与 F 层速率有关。由 § 5.4 可知, 如果夜间 $q=0$, F2 层变化意味着 β 或 D 的值小于所预期的值。我们已经知道, 在中纬地区 F2 峰在夜间高于白天 (图 5.8), 由风引起的向上漂移可以解释这一现象。虽然这种漂移正是由减少有效损失系数 β' 来维持电离层, 但它不能完全地停止衰减, 因此, 可以推断“基本密度”是由某种产生率或电离通量来维持的。在漂移或风不存在时, 维持夜间电离层至少需要 10^8 (离子对) $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 的电离通量, 而由风引起的向上漂移使电离通量的需要量减小至 $3 \times 10^7 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, 这个数值与从质子层扩散能得到的量级为 $10^7 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 的通量相近。

此外, 在 F2 层中也可能产生某些电离。一是夜空极紫外辐射的光电离, 当然, 这种电离很小, 远不足以维持 F2 层。另一个可能就是由软电子或能量为 $10^2 \sim 10^3 \text{eV}$ 的质子引起的微粒电离。

5.5.5 赤道异常

用垂测资料绘出 F 层电子浓度峰值随地磁纬度的变化曲线, 发现白天在磁赤道上空 $N_m F2$ 出现极小值, 而在磁赤道南北两边 $15^\circ \sim 20^\circ$ 的地方出现 $N_m F2$ 的两个极大值。这个现象首先由 Maeda 等人于 1942 年发现, 随后 Appleton 于 1946 年对它进行了详细的分析报导。这是赤道电离层中较重要的异常现象, 通常称作 Appleton 异常, 地磁异常或赤道异常。Appleton 总结了世界 20 个垂测站的资料, 于 1946 年发表了春分期临界频率随磁纬的分布曲线, 如图 5.10 所示。

图 5.11 是由底部探测得到的 $N_m F2$ 和固定高度上的电子浓

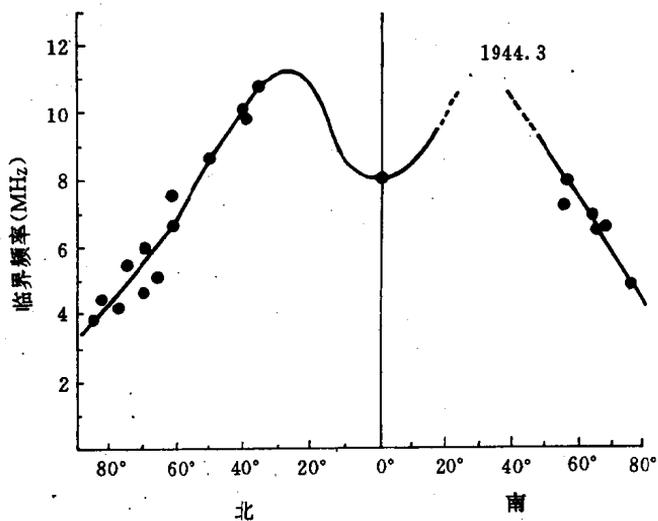


图 5.10 临界频率随磁倾纬度的变化 (Appleton, 1946, Nature)

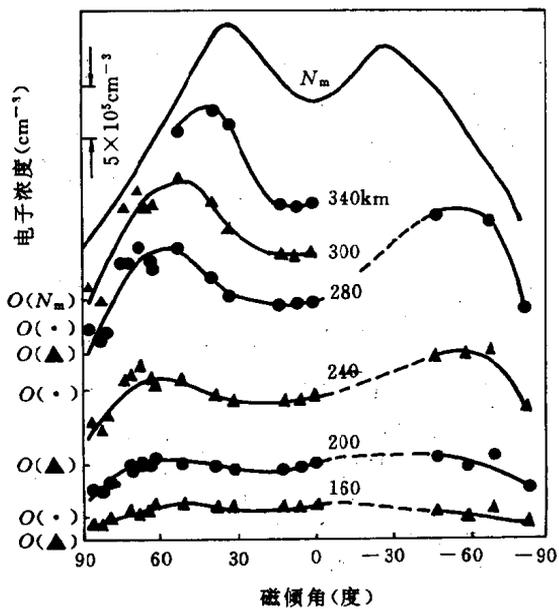


图 5.11 N_m , F2 和固定高度上的电子浓度随磁倾角的变化

度随磁倾纬度的变化。图 5.12 是由卫星顶部探测得到的固定高度上电子浓度随地理纬度的变化。综合不同方法得到的赤道电离层资料,可把赤道异常的主要特点归纳为:

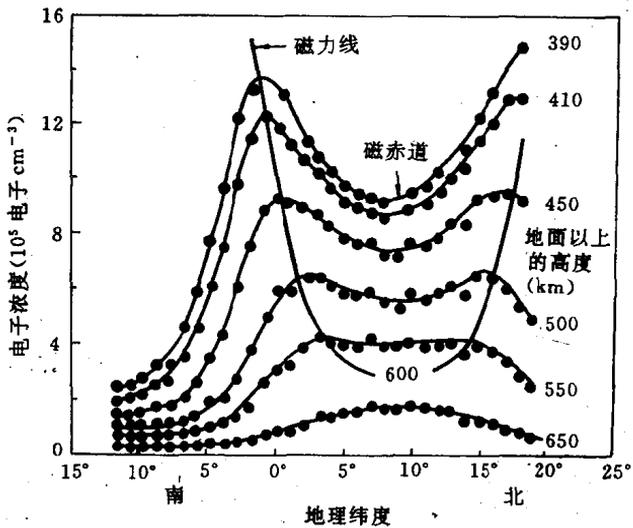


图 5.12 固定高度上电子浓度的纬度变化

1. 等高度电子浓度分布和峰值电子浓度分布($N_m F_2$)在磁赤道上有极小值,在磁赤道两边有极大值。 $N_m F_2$ 的两个峰近似位于磁纬 $\pm 30^\circ$ 的地方。

2. 峰按一特定的磁力线排列,这种对磁力线的依赖性随高度减小而减小,这是由于随着高度的减小等离子体同中性粒子碰撞增加的缘故。

3. F_2 层的高度($h_m F_2$)在磁赤道极大地升高。

4. 在冬至、夏至前后,夏半球的峰比冬半球的峰宽,而且低。

5. 赤道异常在 9:00~11:00LT(本地时间)之间形成,一直维持到 22:00LT,随后变成赤道上的单峰。清晨,电离层几乎变成随纬度水平分层。

6. 赤道异常还呈现出经度效应。

7. 在约 1000km 以上, 赤道电离层没有上述特性。

Mitra 于 1946 年首先对赤道异常提出理论解释, 认为远高于 h_m 的赤道电离过程形成的电离物沿磁力线向下扩散, 以致在南北较低的高度上形成两个峰。但是, 高层 F 层中电子产生率 q 很低, 这就使得人们有理由怀疑这个机制的源。Martyn(1947 年)在他的漂移理论中提出, 白天发电机层产生的向东的极化场传到 F 层, 在磁赤道 F 层中与水平磁场相结合使等离子体向上漂移, 然后沿着磁力线向下扩散而形成双峰。Martyn 的这个机制实际上已成为后来解释赤道异常的理论基础。这个机制常称作“喷泉效应”(fountain effect), 图 5.13 是这一理论的数值计算结果, 它形象地说明了等离子体流动的情况。

为寻求对赤道异常的解释, 许多研究者使用了不同形式的连续方程, 对扩散项进行了各种各样的处理, 得到了一个共同的结论: 为了解释赤道异常, 除了扩散原因外, 必须考虑电动力的推升。

为简化数值计算, 先只研究稳态的连续方程

$$\nabla \cdot N\mathbf{V} = q - L \quad (5.5.1)$$

其中 \mathbf{V} 是由扩散和漂移引起的电子速度, 地磁的控制作用包含在速度项中。为了简化计算, 将速度分解成平行和垂直于地磁场的两个分量

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_{//} + \mathbf{V}_{\perp} \quad (5.5.2)$$

$\mathbf{V}_{//}$ 由重力作用下的扩散方程确定

$$\mathbf{V}_{//} = -D_a \left[\sin I \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial r} + \frac{1}{2H_i} \right) + \frac{\cos I \partial N}{Nr \partial \theta} \right] \mathbf{V} \quad (5.5.3)$$

其中 r 和 θ 是磁子午面上的极坐标, 右边最后一项是水平电子浓度梯度的贡献。 \mathbf{V}_{\perp} 主要是电磁漂移的贡献; 另外, 计入离子曳力和中性风漂移作用来修正由扩散方程决定的 $\mathbf{V}_{//}$ 。对(5.5.1)式求数值解, 调整有关参数, 直到赤道电离层电子浓度的垂直剖面与观测值相吻合。例如, 5~20m/s 的漂移与光电离、线性损失和扩

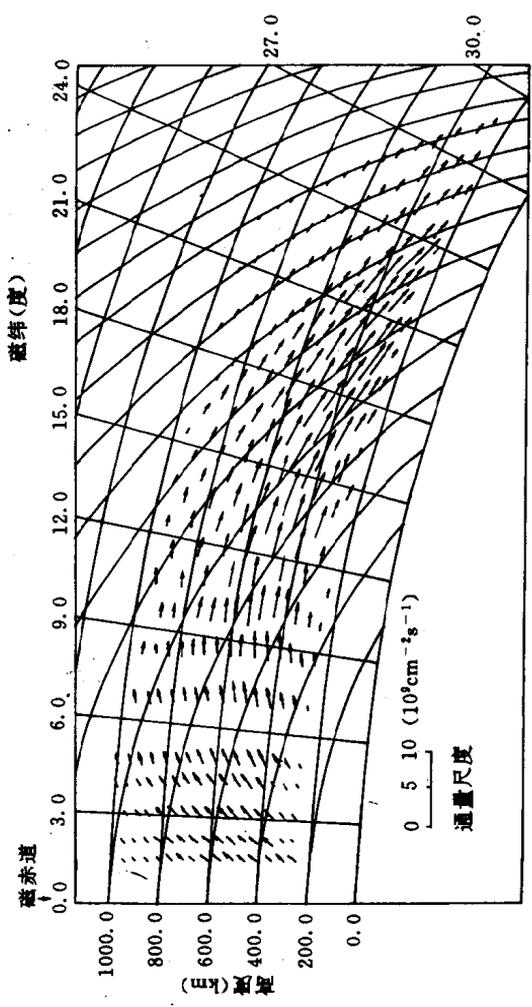


图 5.13 赤道喷泉

散相结合而计算出的数值结果,可以很好地解释白天观测到的赤道 F 层的主要特性。

在至期,赤道异常在南北半球之间出现明显的不对称性,这可以用吹过赤道的中性风来解释。计算表明,60m/s 的中性风会产生 10% 的不对称。

图 5.14 给出了磁子午面内三种类型的风:(a)是跨赤道风,(b)是发散风,(c)是会聚风。磁子午面内的风可以使电离物沿磁力线运动。(b)和(c)分别相当于白天的向极风和夜间的向赤道风,(b)产生向下的漂移,(c)产生向上的漂移。(a)所表示的跨赤道风在赤道的上风边产生向上的漂移,在下风边产生向下的漂移。为了维持大气运动的连续性,(b)和(c)类风必须伴随着纬向风或

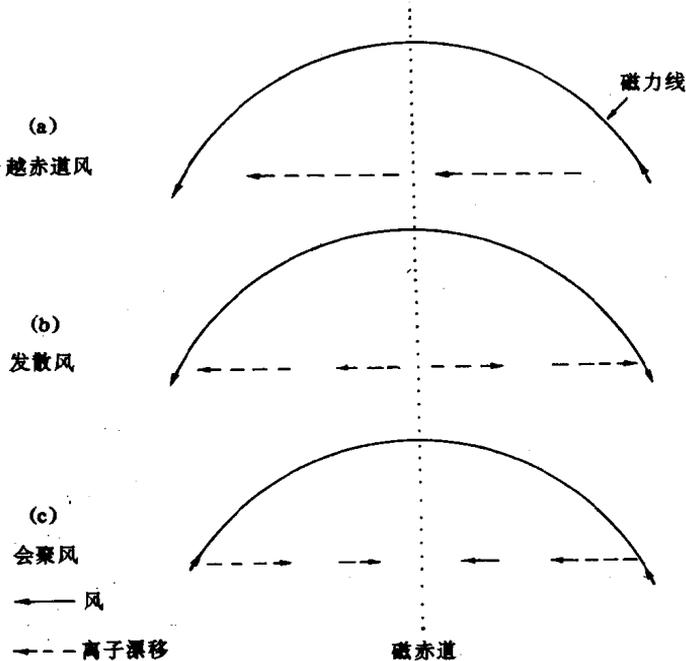


图 5.14 三种形式的子午风及其引起离子沿赤道磁力线的漂移

垂直风,但它们对离子的漂移影响较小。根据 Bramley 等人对日间平衡分布的计算,(a)类风减小了赤道异常的两个峰上的 $N_m F2$,如图 5.15 所示。在上风峰,峰的高度 Z_m 增加,减小了峰上的损失系数,但它的影响不能补偿越过赤道运输到另一个半球的电离损失。在下风峰向下的漂移引起 Z_m 的减小,使 β_m 增加,该效应超过跨赤道的电离通量的影响。于是, $N_m F2$ 分布变得不对称,下风峰的电子浓度较高。观测资料证明了这同白天存在从

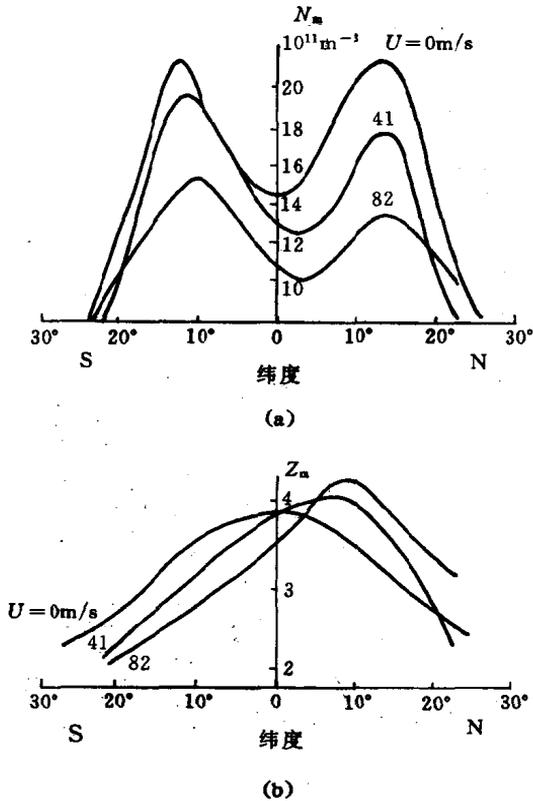


图 5.15 向南风所引起的峰值电子浓度 N_m 和 F2 峰约化高度 Z_m 的变化,假设赤道处的铅直漂移速度为 4.1m/s

夏半球吹到冬半球的风是一致的,时变化状态的计算表明,日落后这种不对称性颠倒过来,由于 β_m 增加,下风峰更快地衰减,上风峰的 N_m 较大。

5.5.6 中纬谷和极区 F 层

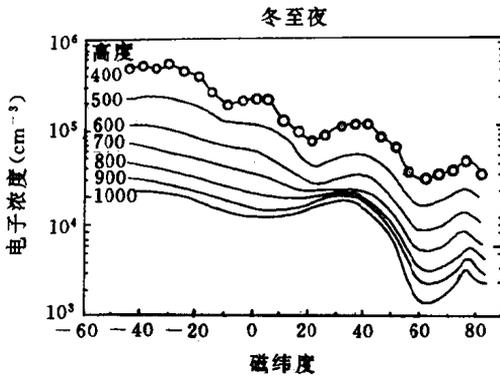
1956年,Reber等人通过分析地面垂测资料发现:夜间 $N_m F2$ 在磁纬 $50^\circ \sim 60^\circ$ 处有极小值存在。后来的顶部探测资料进一步证实了这一现象,人们把电子浓度甚低的这一区域称为主谷(main trough)或中纬谷(midlatitude trough)。图 5.16(a)、(b)、(c)分别给出了冬至、夏至、春秋分夜间固定高度上电子浓度随磁倾纬度的变化,(d)是主谷的平均位置。

哨声和卫星观测证明,主谷的平均位置不仅与 K_p 指数有关,还与等离子体层顶有关。若把主谷所在的磁力线向外延伸,与磁赤道面相交点的地心距为 $L = 4$ 左右,这恰好是等离子体层顶的位置。第四章讨论极风时曾提到,由于参与磁层对流的磁场通量管中的等离子体损失得不到及时的补充,使该区域中的等离子体浓度比低纬度不参加对流的磁通量管中浓度低 1~2 个数量级,从而形成等离子体层顶。由此可知,电离层由于要不断地向磁层补充等离子体,所以电子浓度随纬度的分布形成一个主谷。

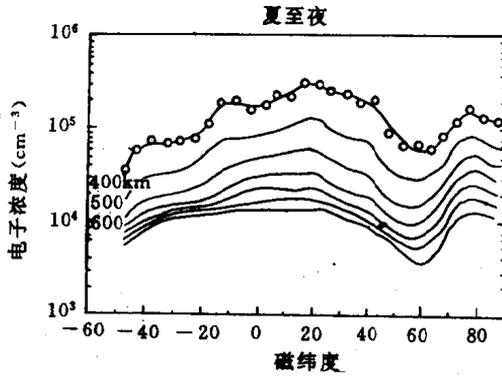
探测资料还表明,中纬谷的向极边电子浓度呈现出很陡的增加,其分布是相当不规则的,极大值与极小值之比有时达到 25:1,电子浓度的次极大区域对应于极区电离层的极光活动区。

极区电离层与中纬电离层有明显的区别,这是因为:(1)极区附近太阳对高空大气的照射与中纬地区相比其日变化和季变化有明显的差异。在极区,日变化很小,季节变化很缓慢,有些时候太阳只能从地平线以下斜射到极区,甚至完全照不到极区;(2)太阳风粒子经常影响极区,产生极光和磁扰。

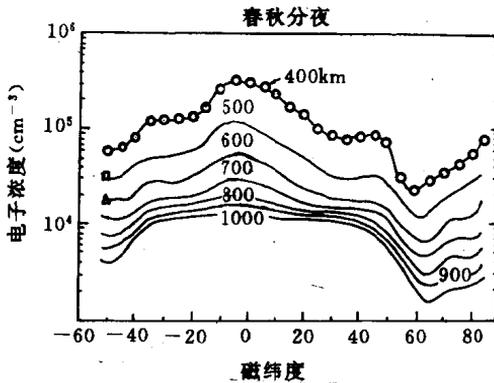
夏季,极区电离层各层的日变化类似于临近的中纬地区的变化,F2层很稳定,F1层也经常存在。但在冬季,连续几个月没有



a



b



c

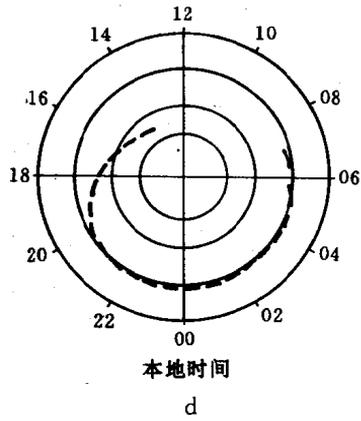


图 5.16 由顶部探测得到的等电子浓度曲线和主谷的平均位置

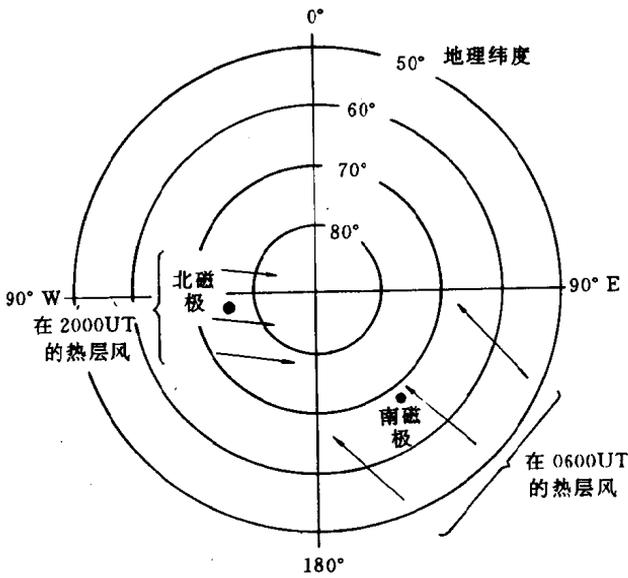


图 5.17 地理坐标系中南北磁极的位置和 0600UT、2000UT 风的方向

太阳照射,只有 F2 层存在,它可能是低能带电粒子的电离作用和中性风的耦合作用维持的,F2 层的变化重现性很差, f_0F_2 逐日变化大,夜间 f_0F_2 很低,有时低于 1MHz。

极区 F2 层的一个特点是 f_0F_2 的世界时效应,即 f_0F_2 的日变化极大值出现时间,在北极区为 1800UT(国际时),在南极区为 0600UT。这种效应可以用中性风的作用来解释。中性风的影响自然依赖于磁场的几何形状,南磁倾极位于 $67^\circ\text{S}, 140^\circ\text{E}$,中性大气周日凸起的中心在大约 0500~0600UT 通过 140°E 子午线,此时,风是由磁倾极向地理南极吹,如图 5.17 所示。由于风从磁倾极吹过,南极的观测站测量到等离子体是向上漂移的,所以 h_mF_2 和 N_mF_2 的极大值多发生在 0600UT。

在磁北极,风在 2000UT 从北磁倾极吹向地理北极。观测表明,虽然不存在强的世界时效应,但风也产生了 N_mF_2 的次极大值。

§ 5.6 太阳扰动的电离层效应

5.6.1 太阳耀斑

太阳活动强烈地控制着电离层的行为。当太阳处于活动期时,将产生巨大的电离层效应。太阳耀斑是太阳活动的一种形式,它是在 H_α 线 (6562\AA) 能看到的太阳色球层的局部增亮现象,其范围与太阳黑子数、谱斑、色球暗条及高的磁场梯度有关。

一个耀斑可释放 10^{32}erg 的电磁辐射能,同时还要释放出大量高能带电粒子流(动能可达 $3 \times 10^{32}\text{erg}$)。通常认为这些能量是由磁场湮没所释放。大部分的能量是在几百秒钟内释放的,但能量充分积累而使另一耀斑在相同的区域出现大约要花一天的时间。能量的释放必须以某种方式“触发”,在出现耀斑之前,活动区的磁场必须具备合适的结构。图 5.18 示出了一个耀斑模型,磁场的逆

转在一个反极性黑子对上形成的中性点开始,当磁场崩溃时,粒子被激励,并从中性点沿着磁场逃逸,向外运动的质子在地球上产生太阳质子事件,向内运动的电子在色球的稠密大气中受阻,产生X射线韧致辐射,当X射线到达地球时,引起低电离层的突然骚扰,在相同的色球区,氢由高能电子碰撞电离,电离气体在复合时辐射 H_{α} ,这就是在地球上看到的 H_{α} 耀斑。在耀斑区,日冕温度增高,辐射软X射线和紫外线,二者都在地球电离层中产生影响,在中性点以上从太阳喷射出的等离子体将加强太阳风。另外,许多太阳射电爆发也可以用此模型说明。

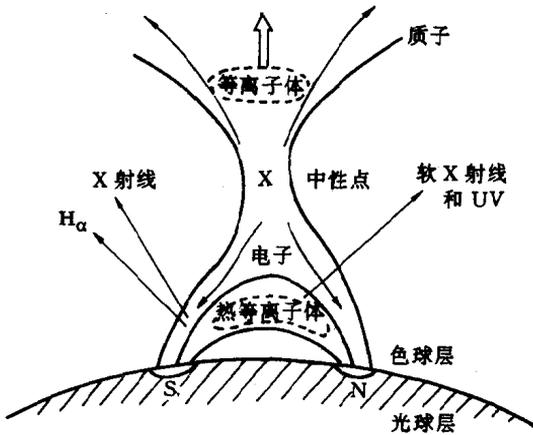


图 5.18 太阳耀斑的一个模型

5.6.2 电离层突然骚扰(SID)

宁静太阳实际上不辐射 10\AA 以下的 X 射线,而在太阳耀斑爆发期间,太阳辐射的 $1\sim 8\text{\AA}$ 的 X 射线强度可以达到宁静日的 10^3 倍。太阳发出的这些软 X 射线和紫外线以光速传到地球(时延约 8.3 分钟),被地球上空 $60\sim 90\text{km}$ 的大气吸收,使得电离层 D 层的电离密度大大增加,从而吸收增加,并导致地球向阳面短波通讯

中断。这种与太阳耀斑爆发相伴随的直接效应称为电离层突然骚扰(SID)。

Dellinger 于 1937 年在观测的基础上指出:高频无线电信号的衰减是由与太阳耀斑有关的反常电离层吸收造成的,衰减的开始是急剧的,持续时间一般为几十分钟,这与可见耀斑的持续时间相一致。多年来这种高频衰减现象被称为 Dellinger 衰减,现在通常被称作短波衰减(SWF)。因为 SWF 起因于无线电信号的反常吸收,所以相应的电离可能在 D 层出现,因此,电磁谱的增强最可能在 Lyman- α 或 X 射线,这些辐射就是正常情况下 D 层离子产生的主要源。以前,普遍认为 SWF 应归因于 Lyman- α 增加,现已证明,太阳耀斑期间 Lyman- α 只增加百分之几,不足以使 D 层产生如此大的电离增强。卫星和火箭观测发现,在日盘千分之一的面积上硬 X 射线在耀斑期增强几个数量级。现在已认识到 X 射线的增强是耀斑期 D 层电离的主要源。

表 5.2 中列举了已观测到的多种电离层突然骚扰现象,最大的效应是在 D 层,也观测到 E 层和 F 层效应。

名称	技术	效应	区域	辐射
SWF 短波衰减	HF 无线电传播	吸收		X
SCNA 宇宙噪声突然吸收	Riometer	吸收	D	硬 X 射线 0.5~8Å
SPA 突然相异	VLF 无线电传播	反射高度减小		
SEA 天电突增	VLF 天电	强度增大		
SFE (地磁)太阳耀斑效应	磁力仪	电离层电导率增大	E	EUV 和软 X 射线
SFD 突然频偏	HF 多普勒	反射高度减小	E+F	EUV
— 电子含量增大	法拉第效应	含量增大	F	EUV

关于地磁太阳耀斑效应(SFE),因为每个离子对的电导率在 80km 以下十分小(见图 4.6),要产生明显的电流需要电子浓度有

巨大的变化。因此,产生 SFE 的电流也许是在 E 层中流动,且与 f_0E 的增加有关。由于耀斑爆发期间 D 层中的吸收很强,所以,有关耀斑期 D 层以上电子浓度变化的资料很不完全。

5.6.3 质子暴和极盖吸收事件(PCA)

1956 年 2 月 23 日太阳发生过一次特大的耀斑,由此发现了太阳质子事件。这次耀斑发生后,无线电通信中断持续好几天,地

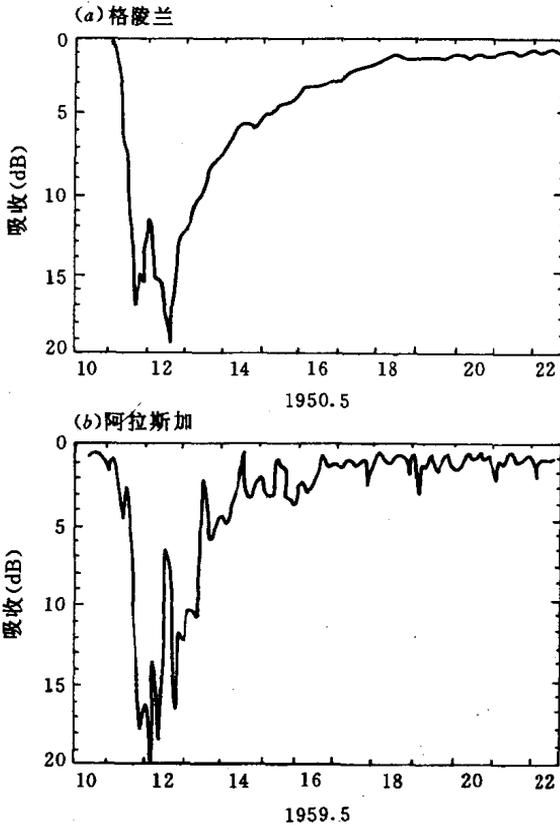


图 5.19 在格陵兰和阿拉斯加用 Riometer 记录的 PCA

面上的宇宙射线也增大。VHF 前向散射效应证明通信中断是 D 层附加电离造成的。如前所述,耀斑出现时从太阳释放出大量能量在 5~20MeV 范围的质子,这些高能质子沿着磁力线沉降到极盖区上层大气中,使得地面上 50~90km 高度范围的电子密度增加,在 D 区产生附加电离。质子事件的大部分早期结果是从电离层相对浑浊仪(Riometer)得到的,它是通过观测接收到的宇宙射电噪声信号的强弱变化来测量电离层无线电波吸收的(见第九章)。这些研究已经证明,无线电吸收局限于高纬地区,因为这种现象只在极盖上出现,故太阳质子事件又称作极盖吸收事件(PCA)。

在格陵兰和阿拉斯加用 Riometer 记录的 PCA 示于图 5.19。

典型的耀斑只持续几十分钟,而典型的 PCA 要持续好几天。10MeV 的质子是质子事件中较慢的粒子之一,如果它以 4×10^4 km/s 的速度作直线运动,到达地球只要一小时。能量更高的粒子应更快到达地球。事实上,大多数 PCA 事件滞后相应的耀斑有几小时。由此看来,质子从太阳到地球的运动不是直线运动。它们到达地球附近时被地磁场偏离,因此无论是白天还是夜间,它们都能入射到低电离层,使 D 层充分地产生电离(参见图 3.12)。

5.6.4 磁暴

太阳耀斑爆发经常向行星际空间喷射等离子体云。等离子体云的径向速度为 500~1000km/s,经过 1.5~3 天到达地球附近,与地球磁场作用引起地磁暴。大多数强磁暴有一个急始(SC),它在一次太阳耀斑后一两天之内发生,但许多磁暴并不能确切地归因于某一特定的耀斑。大耀斑在太阳黑子极大年最容易出现,SC 暴也最频繁。在太阳周期的下降期出现的磁暴一般比 SC 型磁暴弱,这些弱的磁暴与耀斑没有明显的联系,它们没有 SC,常常是逐渐开始,有以 27 天为周期重复出现的趋势。

按照暴电流系,地磁场的扰动可表示成

$$D = DCF + DR + DP \quad (5.6.1)$$

其中, DCF——由太阳微粒产生的扰动; DR——由环电流产生的扰动; DP——由极区电流系产生的扰动。在中纬台站, 强暴出现时的一个典型例子示于图 5.20, 它给出了各种电流的贡献。

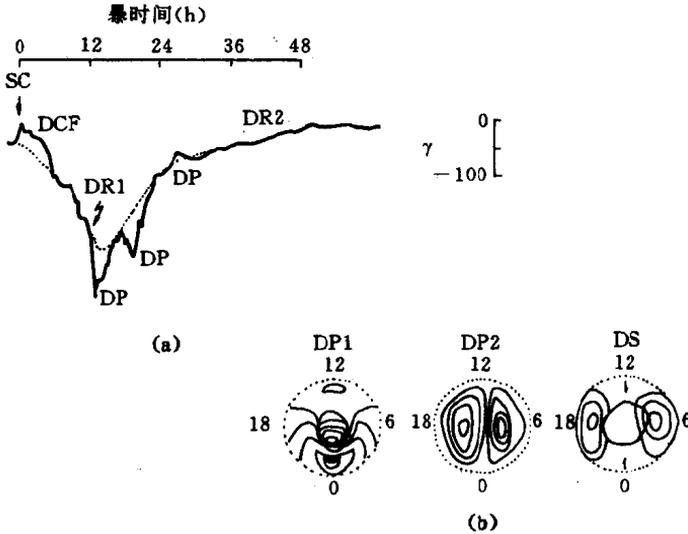


图 5.20 (a)中纬台站水平场 H 的暴变化 (b)理想的电流系

(1) DCF 是微流效应, 是由太阳发射的电离粒子的流动(太阳风高速流)引起的。地磁场由粒子流压缩, 产生磁暴的初相(Initial Phase), 地磁场增加。太阳风高速流实际上是等离子体流, 达到地球附近时建立起冲击式扰动, 它以流体波的形式穿过磁层传播, 形成观测到的暴的急始, 不同的地方急始出现的时间不同, 差别为几十分钟, 这同磁流体波的传播有关。

(2) DR 是由磁层中向西环电流引起的扰动。向西的环电流是地磁场中高能粒子的漂移产生的, 质子向西, 电子向东(见 § 4.6.2)。地面观测无法证实环电流的距离及粒子的特性和能量。空间观测已测定出该电流在 $4 \sim 6R_E$ 处并已证实它不是由高

能的Van Allen粒子而是由低能的粒子(主要是质子)形成的。图 5.21 给出了磁暴期间在 $L=4$ 的环电流中质子的能谱和数谱。环电流可以近似认为是关于磁层轴对称的,其场形成暴的主相(main phase)减小。DR 在 SC 之后几小时内产生极大值,随后衰减,进入恢复相(recovery phase),历时 1~2 天。

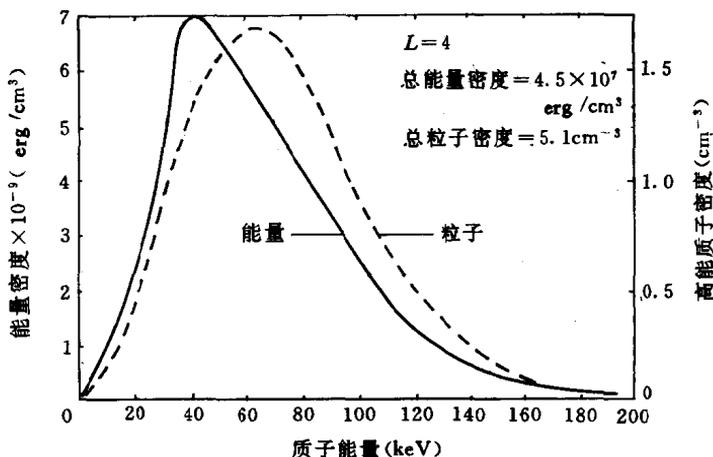


图 5.21 磁暴期 $L=4$ 的环电流中质子的能量谱和数量谱

在半径为 r (km)的环电流 I (A)中心,磁场 $H(r)$ 为:

$$\Delta H = \frac{2\pi I}{10r}$$

要减小地磁场,环电流必须向西流动。地面感应电流增强了这个效应,有时可用系数 $\frac{3}{2}$ 来表示这个作用,于是有:

$$\Delta H = \frac{3\pi I}{10r} \approx \frac{I}{r} \quad (5.6.2)$$

如果 $I=10^6 \text{ A}$, $r=4.5R_E=3 \times 10^4 \text{ km}$,则 $\Delta H \approx 30\gamma$ 。与典型磁暴相应的环电流是 $10^6 \sim 10^7 \text{ A}$ 。

(3) DP 是电离层电流产生的扰动,称为极区亚暴(polar sub-

storm), 出现在磁暴的主相和恢复相, 在静日也可观测到。这些电流主要是在极区流动, 有时在中纬电离层中也存在, 它有明显的地方时变化特征。图 5.20 还示出了 DP 的两个分量。

DP1 产生磁弯扰 (magnetic bay), 这是一种相当陡峭的磁扰动, 延续 1~2 小时, 且有正有负。弯扰在静日也出现, 但在暴时更强更频繁。在极区最强, 可能超过 1000γ , 它是极区亚暴的组成部分, 亚暴与强烈的极光现象相联系。DP1 电流系由沿极光卵夜间部分向西流动的很强的电急流构成 (见 § 4.5)。

DP2 是一双涡旋电流系, 它的回流延伸到较低纬度。在暴的全相均存在, 但它的强度和取向可能会改变。这种电流可能是由太阳风高速流引起的磁层对流增强产生的。弱型 DP2 在静日也存在, 称为 S_q^r (见 § 4.5)。

5.6.5 电离层暴

以上讨论了由磁层电流和电离层电流以及太阳风高速流的增强引起的磁暴。伴随着磁暴在全球范围内电离层各层都显示出一些剧烈的变化, 统称为电离层暴 (ionospheric storm)。

极区亚暴时, 进入电离层的电子贯穿到 100km 或 80km 的高度时能产生足够的自由电子在 E 区形成极光 E_s 层。那些穿透到较低高度的电子增多, 对无线电波产生吸收, 这种现象叫极光吸收; 当吸收足够强时, 能导致通信或电离层探测的无线电波中断, 这种现象称为极光无线电中断。

在较低纬度, D 层、F 层在暴时均有强烈变化, 其行为特征可用 $N_m F2$ 、 $h_m F2$ 和电子含量 I 来说明。同磁暴一样, 典型的电离层暴也经历几个相, 在开始几小时, 电子浓度和电子含量都增加, 随后这两个量相对于正常值减小, 在随后几天中逐渐回到正常值。其变化如图 5.22 所示。各个阶段也分别称为初相、主相、复相, 或者称为负相或正相。暴的开始可能是突然的, 也可能是缓慢的。在中纬地区主相期间, 电离层探测仪测量结果表明: $N_m F2$ 的减小

伴随着极大值虚高 $h'F_2$ 的大幅度增加。电离图的实高分析表明,它是由无线电波的群时延引起的,而不是电离层的真正升高。

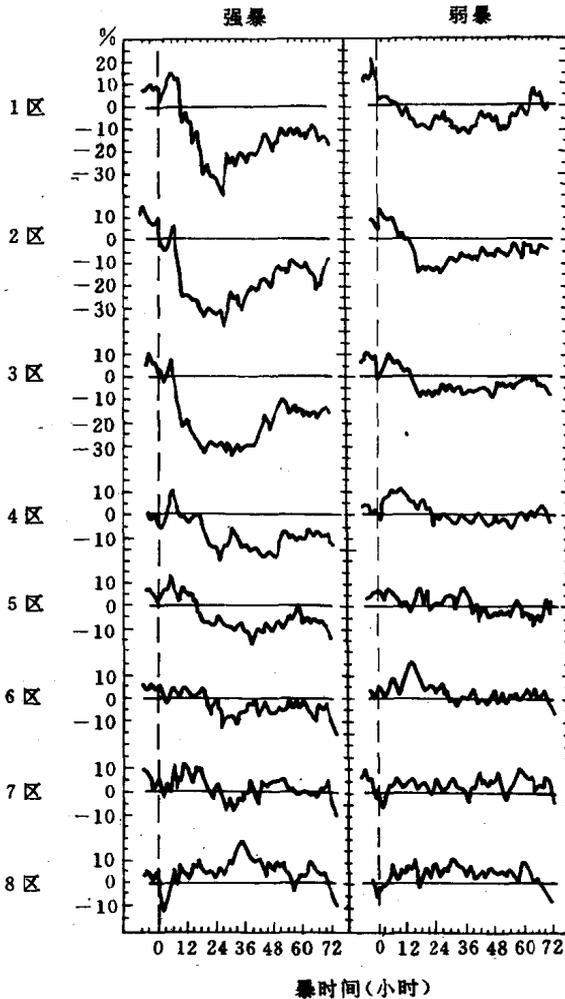


图 5.22 在有急始的强暴和弱暴出现时八个地区中 $N_m F_2$ 的 DC 变化纵坐标是偏离静 | 行为的近似百分比。区号代表的地理纬度: (1)55° (2)50° (3)45° (4)40° (5)30° (6)20° (7)10° (8)-10°

中纬地区 D 层的磁暴效应可从电离层反射无线电波的影响来检测。D 层的变化将引起 30~300kHz 的低频(LF)波的振幅的变化,引起 3~30kHz 的 VLF 波的振幅和相位的变化。在磁暴开始时,LF 波的振幅急剧衰减,VLF 波的相位急剧抖动这叫做初始效应(primary effect)。这些初始效应在一两天内消失,接着出现滞后效应(after effect),它在磁暴发生两天后开始,持续十多天或更长时间。滞后效应引起严重的 LF 吸收,VLF 相位的异常周日变化。图 5.23 示出暴后离发射机 90km 观测的 16kHz 波相位的日变化。

关于电离层暴的解释目前还很不完善。D 层暴效应除了上述的高能沉降粒子造成的附加电离外,另一个可能性是化学过程的改变。在静磁条件下,D 层化学是十分复杂的,令人奇怪的是在高纬地区某些扰动期内 D 层化学变得较简单。极盖吸收事件(PCA)期间,在大约 70~75km 高度上水化离子不复存在,主要的正离子是 O_2^+ 和 NO^+ ,而且在大部分 D 层中负离子变成简单的成分 O^- 和 O_2^- 。当活动性增加时,较重离子的相对浓度减小,有效电子复合率依赖于产生率。

由于磁暴和电离层暴之间表面上的类似性以及它们同时出现,人们认为它们之间必定有密切的物理联系,但这样的联系还没有被充分地证实。用太阳风压强和环电流可以很好地解释磁暴的初相和主相,相同的原因不一定能解释电离层暴的产生。另一个可能原因是电离辐射通量的变化。没有暴期太阳 EUV 辐射变化的直接证据,但已观测到在 F2 层中发生的明显变化并不延伸到 F1 层,这说明电离辐射在磁暴期间没有多大变化。

为解释 F2 层的电离层暴,应当考虑高能粒子引起的产生率增加、化学组成或温度变化引起的复合率变化、等离子体沿磁力线在电离层和质子层之间的运动以及中性风或电场的影响等等。

高能粒子的作用实际上是高纬电离层中的问题。电离层暴期间 F 层在极光带电离加强,这是因为粒子沉降是该区域的主要离

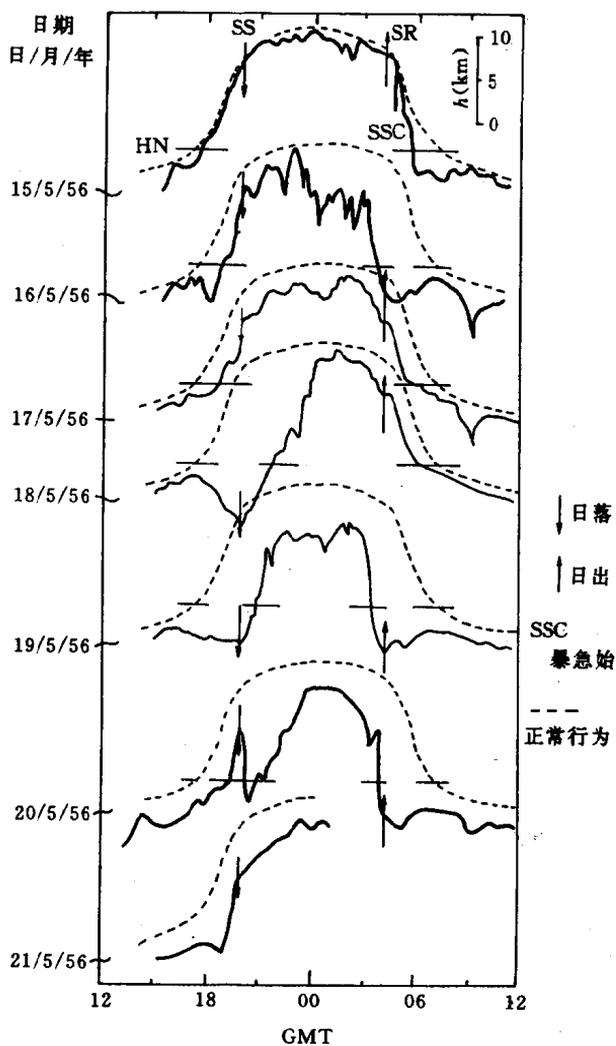


图 5.23 由 VLF 观测到的 D 层暴

化源。

磁暴发生时,磁层电场加强,等离子体层外层的剥离效应使该

区域等离子体浓度减小,如图 5.24 所示,在地磁宁静期又逐步填充。剥离效应出现时并不确切知道等离子体的去向。可能它向下运动到 F 层,产生夜间区域中暴的正相。另一方面,它也可能从

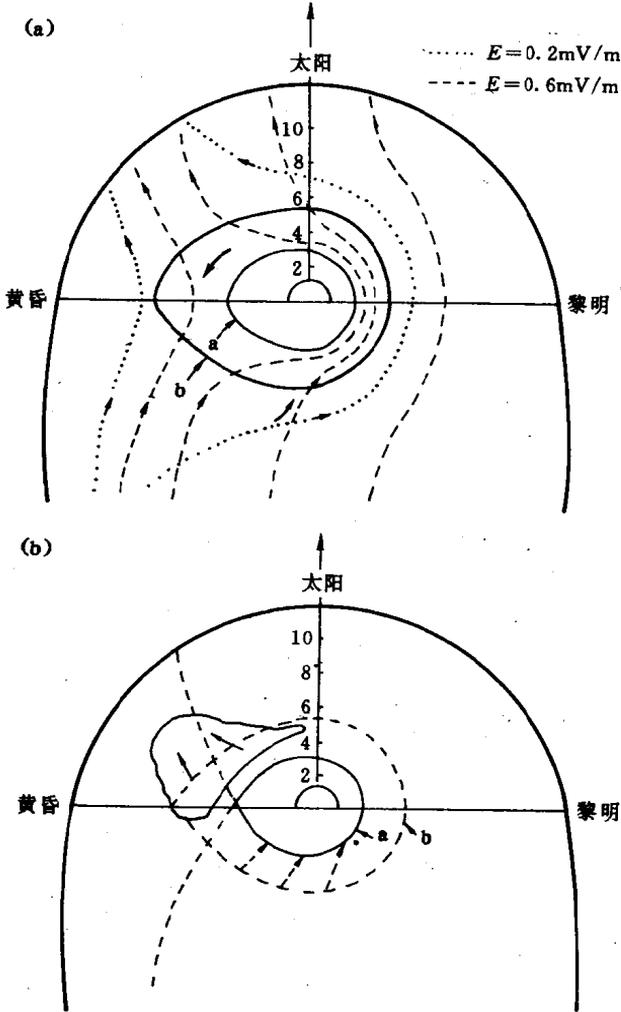


图 5.24 在磁暴期由于改变流型而引起的等离子体剥离

共轭等离子体层离去,并被磁层对流分散。等离子体层顶向内运动,使中纬谷移到较低纬度。在谷运动范围以内的地方(一般 L 值在 6 与 3 之间)将出现电子浓度的减小。某些暴负相的产生已归因于中纬谷的这种运动。

另外,风系中的变化也是很重要的。暴期热层环流变化可能是由极光纬度上高层大气层受极光电急流和粒子沉降的加热所致,如图 5.25 所示。在强扰动期间,极光电急流能在 E 层中耗散 $0.5W/m^2$ 的功率密度,极光粒子的贡献较小。热层中正常存在的

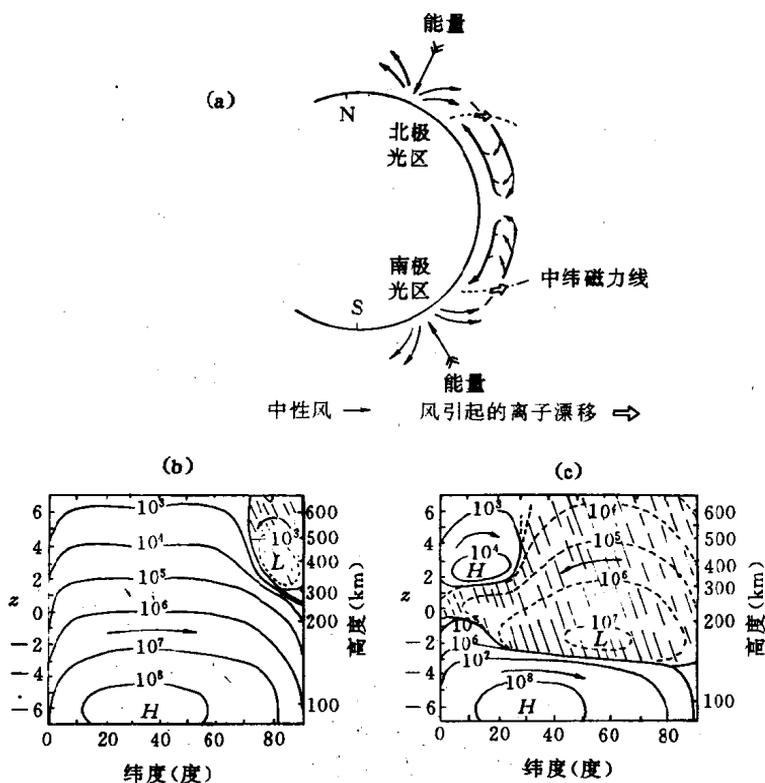


图 5.25 (a) 高层大气中的暴环流的示意图; (b, c) 计算出的高层大气环流 (b) 只有太阳加热 (c) 有电急流的焦耳加热

潮汐风是由吸收太阳 EUV 通量驱动的,在大约 120km 高度上相应的辐射通量只有 $0.5\text{mW}/\text{m}^2$ 。白天产生的向极风,夜间产生向赤道风(见 § 2.4),典型风速在 $100\sim 300\text{m}/\text{s}$ 之间。在暴期,日间风反向,以高达 $500\text{m}/\text{s}$ 的速度向赤道流动,回流可能在 100km 高度附近。向赤道风的作用是抬高电离层,虽然白天抬高量不大,但减小复合率,增加了正相暴时的 $N_m F2$ 和电子含量。中性大气整体运动的重要性还在于它改变了中纬高层大气的组成。通常,由于扩散分离,原子气体与分子气体浓度之比随高度增加,暴环流也带着空气从较低高度上升,增加较高高度处分子成分。几小时之后高浓度的空气到达中纬地区,这意味着比值 $\frac{q}{\beta}$ 减小,电子浓度也减小,此即暴的负相,尽管详细情况比这更为复杂,但上述理论仍被认为是了解电离层暴的基础。

第六章 电离层的精细结构

§ 6.1 电离层不均匀体反射无线电波的统计特性

6.1.1 电离层中的不均匀体

迄今为止,在研究电离层无线电波传播时,均假定电离层是光滑而没有粗糙结构的。反射波场是由线性尺寸 ρ_0 与第一菲涅尔区同量级的区域产生的,并且

$$\rho_0 \approx \sqrt{\lambda z} \quad (6.1.1)$$

式中 z 是反射区高度,而其厚度约等于波长 λ 。在低电离层中,研究波长通常是 $\lambda = 25\text{m} \sim 200\text{m}$, ρ_0 大约为 $2\text{km} \sim 8\text{km}$ 。反射信号只在临频附近才产生色散展宽,但实际电离层的结构远非如此。电离层内不仅存在着线性尺寸为几十千米至上百千米的大不均匀体,也存在着尺寸只有几千米的小不均匀体——电离层“云”。它们分布在广阔的区域,甚至形成突发层。实验表明,即使电离层处于“宁静”、无扰动的情況下,反射区仍充满了小尺度的、不断移动和变化的小不均匀体。由于不均匀体的存在,无线电波束照射电离层反射区域时,各不均匀体反射回来信号在接收点互相叠加,使反射波场具有非常复杂的结构。最典型的例子是接收到的电波信号出现快速起伏(振幅的快衰落),如图 6.1 所示,信号有明显的离散性或频谱展宽。

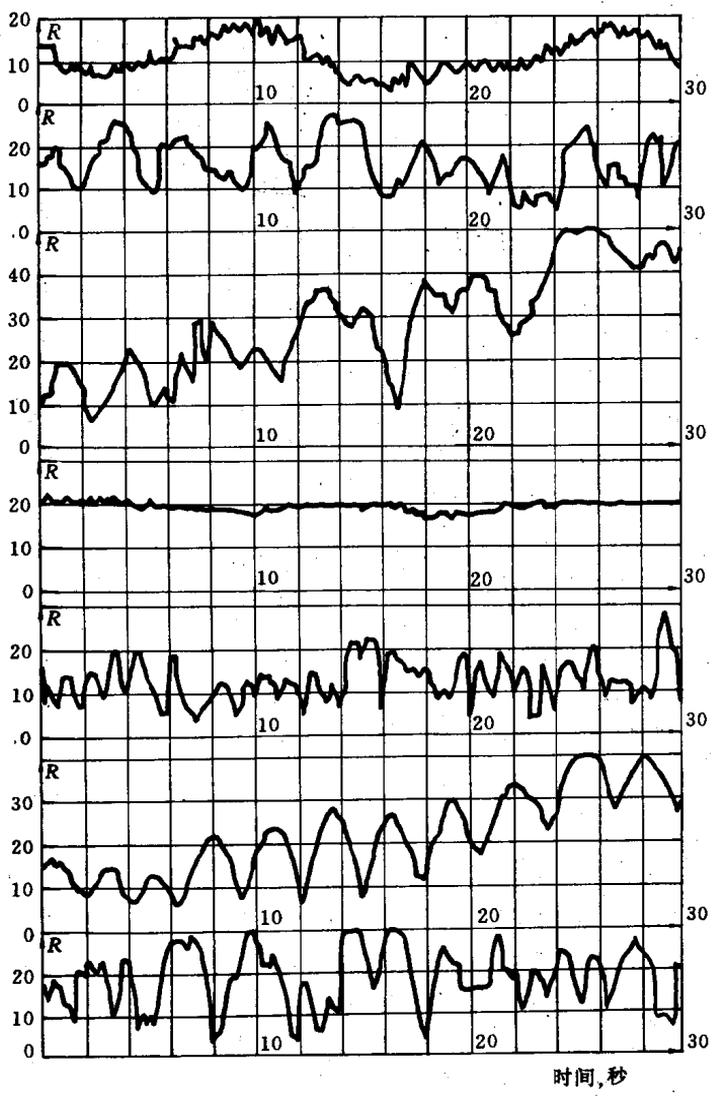


图 6.1 单个信号的振幅对时间的依从关系曲线(取样速度为 5 次/秒)

电离层不均匀体是不断运动着的。一方面,不均匀体在各种不同的条件和等离子体的状态下,它均匀地或波动式地消散(随机运动)。另一方面,它作为整体,相对于观测者作水平漂移运动(有序运动)。不均匀体的这种运动使接收信号场出现快速起伏,使电离层具有统计性质。

研究电离层不均匀体的特性,包括它的随机与有序速度、尺度、寿命、发展过程、浓度起伏等参量在内,都采用比较直观的“云”状模型。该模型认为电离层中存在着彼此相互隔开的均匀体。其电子浓度不同于周围介质中的非扰动值 N_0 。使用这种模型不仅仅是使一系列有关讨论变得具体直观,而且实验观测表明,电离层中确实经常形成“云”状的小尺度不均匀体,并散射入射的电波信号。因此,不均匀体特征的研究方法常常使用随机统计分析的方法。

6.1.2 不均匀体反射的无线电波波场的统计特性

如前所述,电离层由于不均匀体存在而具有统计性质,因此电离层反射的无线电波场也应具有统计特性。设信号电磁场 $E(t)$ 可以表示为

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t - \varphi_0) + \sum_s E_s \cos(\omega_s t - \varphi_s) \quad (6.1.2)$$

等式右边的第一项代表镜反射分量的波场,其频率为 ω_0 ,初相位为 φ_0 。第二项代表电反射区不均匀体散射的随机信号的叠加场,每个散射波都具有随机振幅 E_s ,随机相位 $(\omega_s t - \varphi_s)$,且每个单元波的频率一般是互不相同的 ω_s 。在假定 $\varphi_0 = 0$ 的情况下,在接收点接收的信号的振幅 $R(t)$,利用三角公式可以推得

$$R(t) = \left\{ \left[E_0 + \sum_{(s)} E_s \cos(\Omega_s t - \varphi_s) \right]^2 + \left[\sum_{(s)} E_s \sin(\Omega_s t - \varphi_s) \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (6.1.3)$$

$$\text{式中} \quad \Omega_s = \omega_s - \omega_0 \quad (6.1.4)$$

于是接收点的电波场一般可以写成

$$E(t) = R(t)\cos[\omega_0 t - \varphi(t)] \quad (6.1.5)$$

其振幅和相位都是随时间变化的随机函数。 $R(t)$ 由式(6.1.3)确定,而 $\varphi(t)$ 可由(6.1.3)和(6.1.4)式共同确定。为求得反射波信号 $E(t)$ 的振幅分布,将(6.1.2)式写成

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 \cos \omega_0 t + \sum_{(s)} E_s \cos(\omega_s t - \omega_0 t - \varphi_s + \omega_0 t) \\ &= \left\{ E_0 + \sum_{s=1}^{N_0} E_s \cos(\Omega_s t - \varphi_s) \right\} \cos \omega_0 t \\ &\quad + \left\{ \sum_{s=1}^{N_0} E_s \sin(\Omega_s t - \varphi_s) \right\} \sin \omega_0 t \\ &= A \cos \omega_0 t + B \sin \omega_0 t \end{aligned} \quad (6.1.6)$$

其中已令有足够大的 N_0 个随机信号叠加,且有

$$\left. \begin{aligned} A &= E_0 + \sum_{s=1}^{N_0} E_s \cos(\Omega_s t - \varphi_s) \\ B &= \sum_{s=1}^{N_0} E_s \sin(\Omega_s t - \varphi_s) \end{aligned} \right\} \quad (6.1.7)$$

因此有

$$R = \sqrt{A^2 + B^2} \quad (6.1.8)$$

A 、 B 代表了反射信号中的随机起伏,是随机变量,其相位分布在 $(0 \sim 2\pi)$ 之间。设 B 分量的分布 $W(B)$ 为高斯分布

$$\begin{aligned} W(B) &= \frac{1}{\left(\sum \pi \overline{E_s^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \exp\left[-\frac{B^2}{\sum \overline{E_s^2}}\right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi \sigma^2}} e^{-\frac{B^2}{\sigma^2}} \end{aligned} \quad (6.1.9)$$

式中已令 $\sigma^2 = \sum \overline{E_s^2}$ 为均方值。有“偏移”为 E_0 的 A 分量分布 $W(A)$ 为

$$W(A) = \frac{1}{\sqrt{\pi \sigma^2}} \exp\left[-\frac{(A - E_0)^2}{\sigma^2}\right] \quad (6.1.10)$$

与 $E(t)$ 有关的振幅概率密度为二独立变量的联合分布

$$\begin{aligned} W(A, B) &= W(A)W(B) = \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{(A - E_0)^2 + B^2}{\sigma^2}\right\} \\ &= \frac{1}{\pi \sum E_s^2} \exp\left\{-\frac{(A - E_0)^2 + B^2}{\sum E_s^2}\right\} \end{aligned} \quad (6.1.11)$$

由(6.1.8)式可设

$$A = R \cos\theta, B = R \sin\theta \quad (6.1.12)$$

考虑到

$$dA dB = R d\theta dR \quad (6.1.13)$$

于是得到极坐标 (R, θ) 中的 $W(R, \theta)$ 为

$$W(R, \theta) = \iint RW(A)W(B)dRd\theta \quad (6.1.14)$$

$$\text{或 } W(R) = \frac{R}{\pi\sigma^2} \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{R^2 + E_0^2 - 2RE_0\cos\theta}{\sigma^2}\right) d\theta \quad (6.1.14a)$$

应用公式

$$\left. \begin{aligned} J_m(x) &= \frac{(-j)^m}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{jx\cos\theta + jm\theta} d\theta \\ \text{及 } I_0(x) &= J_0(jx) \end{aligned} \right\} \quad (6.1.14b)$$

及

最后得

$$W(R) = \frac{2R}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{R^2 + E_0^2}{\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{2E_0R}{\sigma^2}\right) \quad (6.1.15)$$

式中 I_0 为零阶虚宗量贝塞尔函数, j 为虚数单位。当 $E_0 = 0$ 时, 上式成为

$$W(R) = \frac{2R}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{R^2}{\sigma^2}\right) = \frac{2R}{\sum E_s^2} \exp\left\{-\frac{R^2}{\sum E_s^2}\right\} \quad (6.1.16)$$

是标准的瑞利分布公式。再令

$$\beta = \frac{E_0}{\sigma} = \frac{E_0}{\sqrt{\sum E_s^2}} \quad \text{及 } s = \sqrt{2}\beta \quad (6.1.17)$$

为信噪比, 并作变换

$$x = \frac{\sqrt{2}R}{\sigma}, y = \frac{\sigma}{\sqrt{2}} W(R)$$

则(6.1.15)式可写成

$$y = x \exp\left\{-\frac{x^2 + s^2}{2}\right\} I_0(sx) \quad (6.1.18)$$

选 s 为参变量(代表不同的信噪比),画出 y 对 x 的变化如图 6.2。

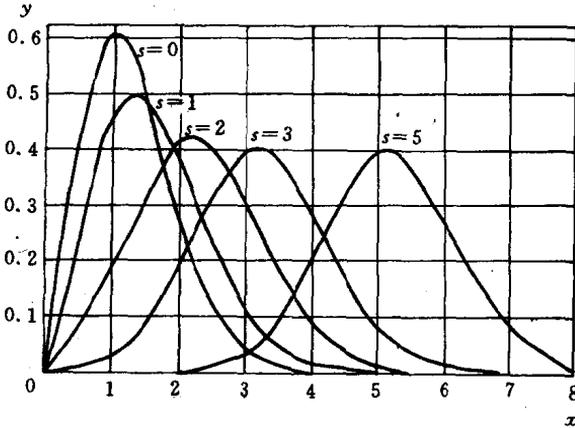


图 6.2 信号振幅分布函数 $W(R)$ 的理论曲线族。

x 和 y 由式(6.1.18)确定; $s = \sqrt{2}\beta$

由图可见,当信噪比 β (即 s)不同时,分布 $W(R)$ 是很不相同的。当信噪比为零时,信号完全散射,其分布就是瑞利分布(6.1.17)。当 β 很大时,镜分量 E_0 起主导作用,反射信号趋向对称于 E_0 的高斯分布。由分布 $W(R)$ 可以求得 R 的均方值 $\overline{R^2}$ 和均值 \bar{R}

$$\overline{R^2} = \int_0^{\infty} W(R) R^2 dR = \overline{E_0^2} + \sum_s \overline{E_s^2} = \sum_s \overline{E_s^2} (1 + \beta^2) \quad (6.1.19)$$

$$\begin{aligned} \bar{R} &= \int_0^{\infty} W(R) R dR = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R W(R) dR \\ &= \sigma \sqrt{\frac{\pi}{4}} \cdot \exp\left(-\frac{\beta^2}{2}\right) \left[(1 + \beta^2) I_0\left(\frac{\beta^2}{2}\right) + \beta^2 I_1\left(\frac{\beta^2}{2}\right) \right] \end{aligned}$$

而
$$\sigma = \sqrt{\sum_s \overline{E_s^2}} \quad (6.1.20)$$

在(6.1.20)推导中使用了公式(6.1.14b)并将积分限扩展到 $-\infty$ 。

由以上两式可求得

$$\frac{\overline{R^2}}{R^2} = \frac{4(1 + \beta^2)\exp(\beta^2)}{\pi \left[(1 + \beta^2)I_0\left(\frac{\beta^2}{2}\right) + \beta^2 I_1\left(\frac{\beta^2}{2}\right) \right]^2} \quad (6.1.21)$$

式中 I_0 与 I_1 分别为虚宗量的零阶及一阶贝塞尔函数。由 (6.1.21) 式可推知

$$\lim_{\beta \rightarrow 0} \frac{\overline{R^2}}{R^2} = \frac{4}{\pi} \quad (6.1.21a)$$

再利用大宗量贝塞尔函数的渐近式, 可求得在 $\beta \rightarrow \infty$ 时的 (6.1.21) 式为

$$\lim_{\beta \rightarrow \infty} \frac{\overline{R^2}}{R^2} = 1 \quad (6.1.21b)$$

实际上, 当 $\beta \rightarrow \infty$ 时, $E_0^2 \gg \sum E_s^2$, 此时必定有 $\overline{R^2} = R^2$, 故比值为 1。

由 (6.1.21) 式画出 $\frac{\overline{R^2}}{R^2}$ 对 β 的变化如图 6.3 所示。

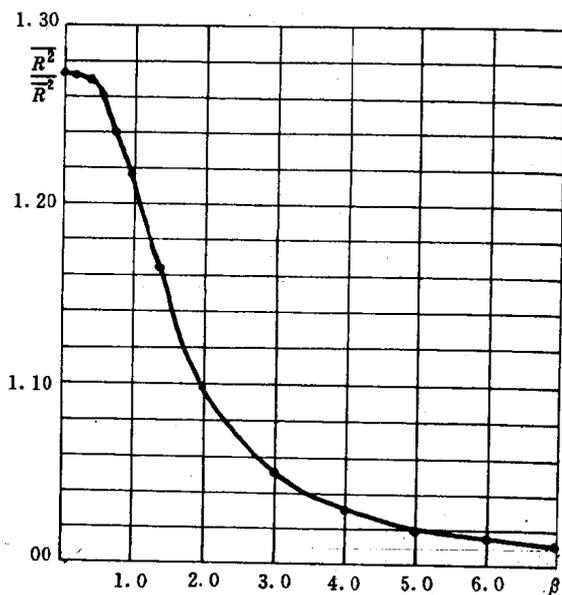


图 6.3 比值 $\frac{\overline{R^2}}{R^2}$ 对 β 的依从关系 (R 是信号的振幅)

实验中,常常统计反射信号振幅介于 R_i 至 $R_i + \Delta R_i$ 之间的脉冲 N_i 及 R_i 的总数 $N_0 = \sum N_i$,而按下式计算反射信号的分布

$$W(R_i) = \frac{1}{\Delta R_i} \frac{N_i}{\sum N_i} \quad (6.1.22)$$

和
$$\overline{R^2} = \frac{1}{N_0} \sum R_i^2, \bar{R}^2 = \left(\frac{1}{N_0} \sum R_i \right)^2 \quad (6.1.23)$$

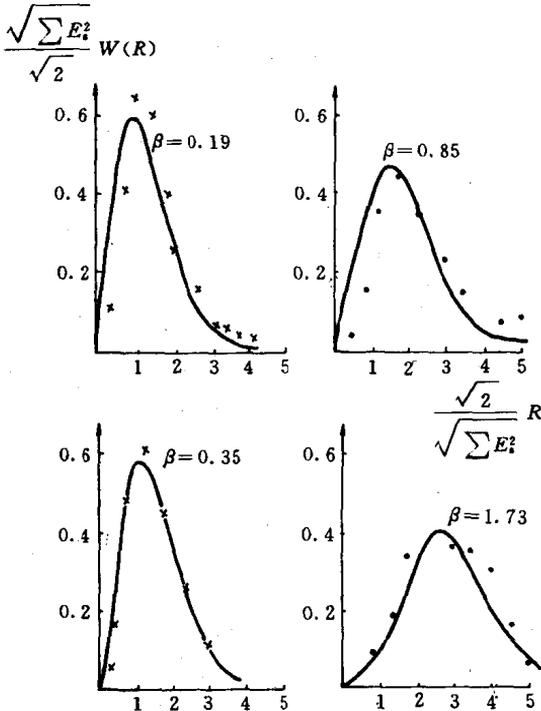


图 6.4 寻常波信号(点)和非常波信号(叉)的分布函数 $W(R)$ 理论值同实验值的比较

代入(6.1.21)式算出 β ,或查图 6.3 中的曲线而得到 β 。进而由(6.1.18)或者图 6.2 计算出 E_0 及 $\sum \overline{E_i^2}$ 值。图 6.4 给出在 β 为不同值时的 $W(R)$ 曲线,同时也用圆点“.”及叉“×”标出了实测

的按(6.1.22)式统计的分布曲线。图中“·”代表寻常波(O波)信号,“×”代表非常波(X波)信号。实验表明,理论计算与实测结果符合较好,这说明由电离层散射信号的分布基本是按(6.1.15)形式分布的。电离层反射区内,确实存在着小尺度的随机不均匀体,并散射入射的无线电波。

§6.2 散射波束的能量(功率谱)

由于电离层不均匀体散射入射的电波信号,所以电离层反射信号的场是由包含振幅与相位都按随机分布变化的波元的波束所组成。由于散射信号的存在,当以单一频率 ω_0 入射到电离层时,反散信号的频谱将不再是单一的 ω_0 谱,其振幅谱将包含有随机信号的频率 ω_s 分量,于是单一的信号谱 $E(\omega_0)$ 被展宽。设每一个随机波元的相位能被写成 $(\omega_s t - \varphi_s)$ 的形式。则每个波元相对于入射频率 ω_0 有一多普勒频移

$$\Delta f = f_s - f_0 = \frac{\omega_s - \omega_0}{2\pi} \quad (6.2.1)$$

两列频差为 Δf 的信号叠加后,其振幅将是频率为 Δf 的慢变函数。同样地,每一个单元波相对于规则反射电波方向 α_0 有一角偏移

$$\Delta\theta = \theta_s - \alpha_0 \quad (6.2.2)$$

而反射波束的总能量 W_0 为

$$W_0 = \frac{1}{2} \sum \overline{E_s^2} = \int_0^\infty W(f) df \quad (6.2.3)$$

或者

$$W_0 = \int_0^\pi W(\theta) d\theta \quad (6.2.4)$$

式中, $W(f)$ 与 $W(\theta)$ 分别表示散射波能量的频谱(功率谱)和角谱。 θ 是由连接观测点的径向量与垂直平面上的单元散射面积所形成的角度(参见图 6.5)。假定角谱 $W(\theta)$ 相对于主散射方向

(即反射方向) α_0 是轴对称的, 则(6.2.4)中的积分应从 $0 \rightarrow \pi$ 。显然, 在垂直入射的情况下, 规则反射电波垂直于地面。

如前节所述, 电离层不均匀体经历着两种运动, 一种是散射中心的随机运动, 它沿径向量方向的速度分量为 v_s ; 另一种是散射中心在水平方向以速度 V 进行有规则的漂移。由图 6.5 的几何关系可知两种运动对单元波产生的多普勒频移为

$$f_s = f_0 \pm \frac{2v_s}{\lambda} + \frac{2V}{\lambda} \sin\theta \cos\psi \quad (6.2.5)$$

式中径向量的极坐标用 θ (与 z 轴夹角) 和 ψ (与 x 轴夹角) 表示。

通常设 v_s 的分布是高斯分布

$$W(v_s) = \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}v_0} \exp\left(-\frac{v_s^2}{2v_0^2}\right) \quad (6.2.6)$$

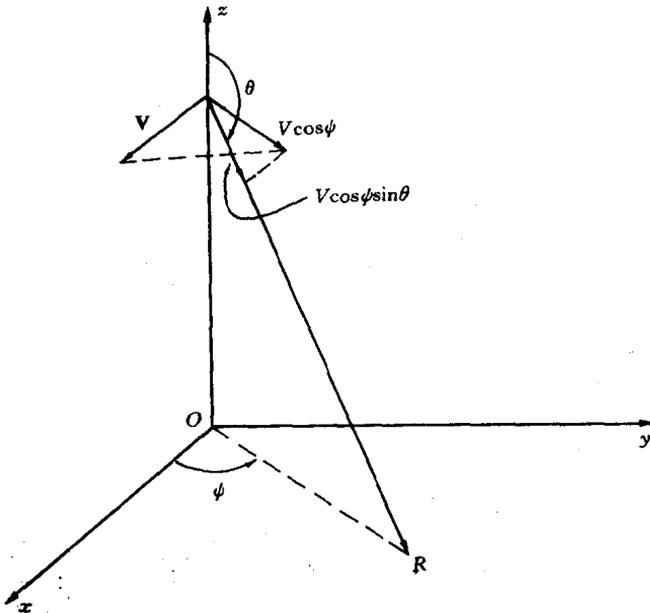


图 6.5 水平速度 V 产生的多普勒频移

式中 $\overline{v_s^2} = v_0^2$ (6.2.7)

v_0 为 v_s 的均方根值(标准差)。由(6.2.5)式解出 v_s , 去掉 f_s 的下标 s , 在不均匀体尺寸 ξ_0 小于或等于 λ 的情况下, 有能量谱 $W(f)$ 为

$$W(f) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{\lambda}{2v_0} \left\{ \exp \left[- \frac{\left(-f + f_0 + \frac{2V}{\lambda} \sin\theta \cos\psi \right)^2}{2(f-f_0)^2} \right] \right\} \cdot \cos\theta \sin\theta d\theta d\psi \quad (6.2.8)$$

此时, 已假定单元平面在单元立体角 $(\sin\theta d\theta d\psi)$ 内的散射能量正比于 $\cos\theta$ 。且在 $V=0$ 时有

$$v_0 = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\overline{(f-f_0)^2}} = \frac{\lambda}{2} \delta_f \quad (6.2.9)$$

$$\delta_f^2 = \overline{(f-f_0)^2}$$

(6.2.8)式是在两种运动都存在时的能量谱。在无水平漂移时 $V=0$, 由(6.2.5)和(6.2.6)式直接得到

$$W(f) = \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}\delta_f} \exp \left\{ - \frac{(f-f_0)^2}{2\delta_f^2} \right\}$$

$$= \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}\delta_f} \exp \left\{ - \frac{\Delta f^2}{2\delta_f^2} \right\} \quad (6.2.10)$$

式中使用了公式

$$\delta_f^2 = \overline{(f-f_0)^2} = \frac{4v_0^2}{\lambda^2} \quad (6.2.11)$$

以上公式适用于不均匀体尺度 ξ_0 比 λ 小的情况。

如果只考虑不均匀体的整体漂移速度 V , 而令 $v_0=0$ 时, 在 $\xi_0 \leq \lambda$ 条件下, 散射信号的能量谱可从(6.2.8)式及(6.2.5)式将指数项展开, 利用 $(f-f_0)$ 是小量的性质及 $f_0 \approx \frac{1}{\lambda}$, 可得到:

$$W(f) = \frac{W_0}{f_0 V \lambda} \sqrt{1 - \frac{(f-f_0)^2 \lambda^2}{4V^2}} \quad (6.2.12)$$

在镜分量是垂直反射时,以后会发现,此时的主散射是前向散射,所以 $\alpha_0=0$ 。设单元散射波束相对于 α_0 按高斯分布。类似于(6.2.8),可以写出

$$W(\theta) = \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right) \quad (6.2.13)$$

式中

$$\theta_0^2 = \overline{\theta^2} \quad (6.2.14)$$

(6.2.8)与(6.2.13)式的物理意义是,(1)当假定接收电波振幅是时间的慢变函数,差频信号振幅从最大值变到最小值的频率(即所谓衰落频率)是

$$\Delta f_0 = \sqrt{(f - f_0)^2} = \frac{2v_0}{\lambda} \ll f_0 \quad (6.2.15)$$

f_0 为入射波频率。上式表明以 f_0 频率入射到电离层的电波信号的反射信号将有(6.1.5)形式的波场,电离层不均匀体散射引起的多普勒频移 Δf_0 是小于 f_0 的。由于随机运动速度 v_s 在向观测者方向运动速度分量与其在相反方向运动速度分量是等概率的,其能量分配在正负方向是一样的,所以可以认为反射电波的能谱 $W(f)$ 是对 f_0 对称的窄函数。(2)实验观测资料表明,在宁静电离层条件下,反射波束同入射波束相比,随时间很少变宽,即散布 θ_0 很小。由(6.2.13)式可知,反射波束的角谱也相当狭窄,同时也是关于 α_0 对称的。

求出反射信号的能量谱(功率谱)与角谱,便可以在时域中确定不均匀体的时间相关系数及空间相关系数,进而确定不均匀体的随机运动均方根速度 v_0 及不均匀体的尺度 ξ_0 。

§ 6.3 信号振幅的时间相关、随机运动的速度

前节已求出电离层不均匀体散射信号的能谱及角谱,本节将利用上节的结果进而讨论信号振幅的时间相关系数 $\rho_R(t)$ 和不均

匀体的随机运动速度 v_s 及其均方根值 v_0 。

设信号在 t_i 和 $t_i + \tau$ 瞬间的振幅值分别为 $R_i = R_i(t_i)$ 和 $R_{i+1} = R_i(t_i + \tau)$, 则信号的相关系数 $\rho_R(\tau)$ 为

$$\rho_R(\tau) = \frac{\overline{R(t)R(t+\tau)} - \overline{R(t)}^2}{\overline{R(t)^2} - \overline{R(t)}^2} = 1 - \frac{(\Delta R)_\tau^2}{2[\overline{R(t)^2} - \overline{R(t)}^2]} \quad (6.3.1)$$

式中“—”表示对时间求平均, 且有

$$(\Delta R)_\tau = R(t) - R(t + \tau) \quad (6.3.2)$$

写成更一般的形式为

$$\rho_R(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} R(t)R(t+\tau)dt - \left(\int_{-\infty}^{\infty} R(t)dt\right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} R(t)^2dt - \left(\int_{-\infty}^{\infty} R(t)dt\right)^2} \quad (6.3.3)$$

前已证明, 准周期振荡(6.1.5)的能谱 $W(f)$ 是关于 f_0 对称的窄函数。对于窄对称谱, 相关系数 $\rho_R(\tau)$ 取形式

$$\rho_R(\tau) = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} W(f+f_0)e^{j2\pi f\tau} df \right|^2}{\left(\int_{-\infty}^{\infty} W(f)df \right)^2} \quad (6.3.4)$$

式中 $\rho_R(\tau)$ 与 $W(f)$ 互为傅立叶变换对。 f 为散射信号的频率。下面分两种情况讨论:

1. 信噪比 β 很小, 散射起主导作用, 此时有 $\beta^2 = \frac{E_0^2}{\sigma^2} = \frac{E_0^2}{\sum E_s^2}$

$\ll 1$ 。场振幅的分布 $W(R)$ 近似于瑞利分布, 在只考虑散射中心的随机运动时, 能量谱在 $V=0$ 情况下, 取(6.2.10)形式。将(6.2.10)式代入(6.3.4)式得相关系数为

$$\rho_R(\tau) \Big|_{v=0} = \exp\left(-\frac{16\pi^2 \tau^2 v_0^2}{\lambda_0^2}\right) \quad (6.3.5)$$

$$\lambda_0 = \frac{c}{f_0}$$

如果只考虑随机不均匀体的水平漂移, ($v_s = 0$)时, 在 $\xi_0^2 \ll \lambda^2$ 时, 能量谱将具有(6.2.12)式的形式。将(6.2.12)式代入(6.3.4), 作变换 $\cos\theta = \frac{f\lambda}{2V}$, 并利用 $\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos\theta e^{ix\cos\theta} d\theta = J_1(x)$, 可得此时的相关系数为

$$\rho_R(\tau) = \frac{\left\{ J_1\left(\frac{4\pi V\tau}{\lambda}\right) \right\}^2}{\left(\frac{2\pi V\tau}{\lambda}\right)^2} \quad (6.3.6)$$

2. $\beta \gg 1$ 时, 信噪比很大, 镜像反射分量起主导作用。这是研究电离层反射无线电波时经常出现的情况。反射信号不再有窄谱的特性, 于是相关系数可写成

$$\rho_R(\tau) = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} W(f + f_0) e^{j2\pi f\tau} df \right|}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} W(f) df \right|} \quad (6.3.7)$$

将(6.2.10)和(6.2.12)式分别代入上式可得

$$V=0 \text{ 时, } \rho_R(\tau) \approx \exp\left(-\frac{8\pi^2 \tau^2 v_0^2}{\lambda_0^2}\right) \quad (6.3.8)$$

$$v_0=0 \text{ 时, } \rho_R(\tau) \approx \frac{J_1\left(\frac{4\pi V\tau}{\lambda}\right)}{\frac{2\pi V\tau}{\lambda}} \quad (6.3.9)$$

在 $\beta^2 \gg 1$ 和 $\beta^2 \ll 1$ 两种极端情况, 如果令 $x = \frac{4\pi v_0 \tau f_0}{c}$, 则可画出两种情况下的 $\rho_R(\tau)$ 对 x 变化如图 6.6。

由图可见, 在 $V \neq 0$ 时, 两图之曲线 a、b 的差别在于, 对于大的 τ (即 x 值), 曲线出现次极大值的情况不同。实验中如果测得的 $\rho_R(\tau)$ 对 τ 的变化出现次极大值, 则表明反射区可能存在漂移。使用(6.3.6)或(6.3.9)中 J_1 的零值或最大、最小的理论值, 可以从 $\rho_R(\tau)$ 的最大值和最小值来确定漂移速度 V 。类似地, 也可按 $\rho_R(\tau)$ 的实验曲线, 使用(6.3.5)、(6.3.8)式确定随机速度的均方

根值 v_0 。特别是在 $\beta \ll 1$ 和 $E_0 = 0$ 时,可以求出 v_0 的简单解析式。事实上,在 $\beta \ll 1$ 时,振幅分布 $W(R)$ 是瑞利分布,而振幅差 $(\Delta R) = R(t) - R(t + \tau)$ 是高斯分布

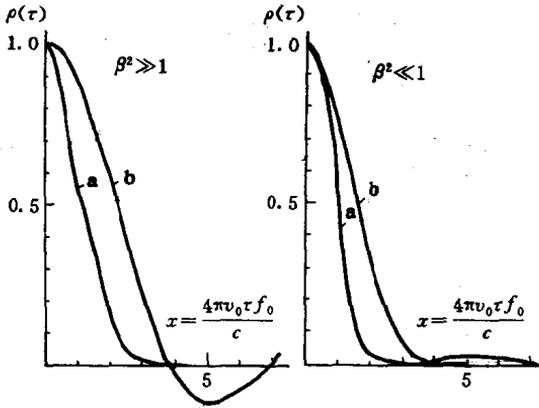


图 6.6 信号振幅的自相关函数。a—散射中心作随机运动;b—不均匀反射区域作水平移动

$$W(\Delta R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta R^2}} e^{-\frac{(\Delta R)^2}{2\Delta R^2}} \quad (6.3.10)$$

所以有:

$$\overline{\Delta R^2} = \frac{\pi}{2} |\overline{\Delta R}|^2 \quad (6.3.11)$$

利用(6.3.1)式及(6.1.21a)式可得:

$$\rho_R(\tau) = 1 - \frac{\pi^2 |\overline{\Delta R}|^2}{4(4-\pi)\overline{R}^2} \quad (6.3.12)$$

对于足够小的 τ 值,小到足以使 $\rho_R(\tau) \approx 1$ 时,将(6.3.5)展开并取到第二项有

$$\rho_R(\tau) = 1 - \frac{16\pi^2 \tau^2 v_0^2}{\lambda_0} \quad (6.3.13)$$

联合(6.3.12)与(6.3.13)二式可得

$$v_0 = \frac{\lambda_0 |\overline{\Delta R}|}{8 \sqrt{4 - \pi \tau \bar{R}}} \quad (6.3.14)$$

式中 $|\overline{\Delta R}|$ 是信号振幅差在 τ 时间内的均值, \bar{R} 是信号振幅的均值, λ_0 是信号波长, τ 是测量时间,这些都是在测量中决定的量。于是不均匀体的随机运动速度 v_0 可求。计算表明,即使取消 $E_0=0$ 这一限制,也可得出类似的结果。

3. 任意 β 值,此时相关系数 $\rho_k(\tau)$ 已经不可能用简单形式表述,但关于包络振幅平方 R^2 的相关系数可以化成简单的表达式。定义 R^2 的相关系数为

$$\rho_{R^2}(\tau) = \frac{\overline{R^2(t)[R(t+\tau)]^2} - \overline{R(t)}^2}{\overline{R(t)^4} - \overline{R(t)}^2} \quad (6.3.15)$$

作类似于(6.3.5)式和(6.3.8)式的推导^[20],可得

$$\rho_{R^2}(\tau) = \frac{\exp\left(-\frac{16\pi^2\tau^2v_0^2}{\lambda^2}\right) + 2\beta^2 \exp\left(-\frac{8\pi^2\tau^2v_0^2}{\lambda^2}\right)}{1 + 2\beta^2} \quad (6.3.16)$$

设波场(6.1.6)式的相关系数为 $\rho_E(\tau)$,其与 $\rho_{R^2}(\tau)$ 有以下关系

$$\begin{aligned} \rho_{R^2}(\tau) &= \rho_E(\tau) \frac{\rho_E(\tau) + 2\beta^2}{1 + 2\beta^2} \\ \rho_E(\tau) &= \exp\left(-\frac{8\pi^2\tau^2v_0^2}{\lambda^2}\right) = \rho_R(\tau) \Big|_{\beta \gg 1} \end{aligned} \quad (6.3.17)$$

由此可知

当 $\beta \rightarrow 0$ 时, $\rho_{R^2}(\tau) = [\rho_E(\tau)]^2 = \rho_R(\tau) \Big|_{\beta \ll 1}$

当 $\beta \rightarrow \infty$ 时, $\rho_{R^2}(\tau) = \rho_E(\tau) = \rho_R(\tau) \Big|_{\beta \gg 1}$

详见文献[20]。

§ 6.4 空间相关系数、波束的角谱、小尺度不均匀体的尺寸

设在同一时刻,在相距 ξ 的两点 $x, x + \xi$ 测得的同一入射信

号的反射波振幅分别为 $R(x)$ 及 $R(x + \xi)$, 则空间相关系数为 $\rho_R(\xi)$ 。对于窄对称波束, 类似于(6.3.1)式和(6.3.4)式, 可得到

$$\begin{aligned} \rho_R(\xi) &= \frac{\overline{R(x)R(x+\xi)} - \overline{R(x)}^2}{\overline{R(x)^2} - \overline{R(x)}^2} \\ &= \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} W(\theta) e^{-j2\pi\frac{\xi}{\lambda} \sin\theta} d \sin\theta \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} W(\theta) d \sin\theta \right|^2} \end{aligned} \quad (6.4.1)$$

当 θ 很小时, 近似有 $\theta \approx \sin\theta$, 当 $\beta^2 \ll 1$ 时, 对于角能谱为(6.2.13)式时, 求得 $\rho_R(\xi)$ 为

$$\rho_R(\xi) = \exp\left(-\frac{4\pi^2 \xi^2 \theta_0^2}{\lambda^2}\right) \quad (6.4.2)$$

当 $\beta^2 \gg 1$ 时, 类似地可求得

$$\rho_R(\xi) = \exp\left(-\frac{2\pi^2 \xi^2 \theta_0^2}{\lambda^2}\right) \quad (6.4.3)$$

因为

$$\rho_0 \approx \theta_0 z \quad (6.4.4)$$

z 为反射区高度, 所以能从上式估算反射区的线性尺寸 ρ_0 。其中波束角度分散度的均方根值 θ_0 可以按上节确定 v_0 的方法用实验 $\rho_R(\xi)$ 曲线来确定。

同样地, 如果 ξ 足够小, 小到 $\rho_R(\xi) \approx 1$ 时, 对于瑞利分布的振幅和高斯分布的振幅差 ΔR_ξ , 在 $\beta \ll 1$ 时, 可得到

$$\rho_R(\xi) = \frac{\pi^2 |\overline{\Delta R_\xi}|^2}{4(4-\pi)\overline{R}^2} \quad (6.4.5)$$

对小的 ξ , 将(6.4.2)式展开, 取头二项并与上式比较, 可得

$$\theta_0 = \frac{\lambda |\overline{\Delta R_\xi}|}{4 \sqrt{4-\pi} \xi \overline{R}} \quad (6.4.6)$$

可以证明, 对任意 β 有^[20]

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{2\pi \xi \overline{R}} \sqrt{1 - \rho_{R^2}(\xi) \frac{1+2\beta^2}{1+\beta^2}} \quad (6.4.7)$$

式中 $\rho_{R^2}(\xi)$ 为接收信号振幅 R^2 的空间相关系数, 且由

$$\rho_{R^2}(\xi) = \frac{\exp\left(-\frac{4\pi^2 \xi^2 \theta_0^2}{\lambda}\right) + 2\beta^2 \exp\left(-\frac{2\pi^2 \xi^2 \theta_0^2}{\lambda^2}\right)}{1 + 2\beta^2} \quad (6.4.8)$$

决定。其推导与(6.3.16)的推导过程相似,是以(6.3.5)式和(6.3.8)式为基础而运算的。

由(6.4.6)和(6.4.7)式求出的 θ_0 可以用来确定不均匀体的尺寸 ξ_0 。一般地取相关系数 $\rho_R(\xi) = e^{-1}$ 时,其相关长度为 $\xi = \xi_0$, ξ_0 即为不均匀体的尺寸。据此,在 $\beta \ll 1$ 时,由(6.4.2)式求得

$$\xi_0 = \frac{\lambda}{2\pi\theta_0} \quad (6.4.9)$$

β 为任意时,由(6.4.8)式令 $\rho_{R^2}(\xi_0) = e^{-1}$ 求得

$$\xi_0 = \frac{\lambda}{2\pi\theta_0} \sqrt{0.63 \frac{1+2\beta^2}{1+\beta^2}} \quad (6.4.10)$$

由以上两式确定 ξ_0 时,均假定了 $\xi_0 \lesssim \lambda$ 成立。实际中比较困难的是如何判断 $\xi_0 \lesssim \lambda$ 或 $\xi_0 \gg \lambda$ 。有两种方法可以帮助判断:

第一种方法是,如果 $\xi_0 \lesssim \lambda$,则散射波强度满足瑞利散射公式

$$\frac{I}{I_0} \approx \frac{1}{\lambda^4} \quad (6.4.11)$$

I_0 是入射波强度。如果实验中测得散射波强度 I 与 λ^{-4} 成比例,则不均匀体尺寸 ξ_0 必定小于约等于 λ 。

第二种方法是,当 $\xi_0 \lesssim \lambda$ 时,反射区域将是完全粗糙的,按 Lambert 定律,散射是各向同性的。能谱 $W(\theta) = \text{常数}$,波束强度只与 $d\theta$ 成比例。(6.4.1)式中的 $W(\theta)$ 可以提出积分号。积分限 $(-\infty, +\infty)$ 改成 $(-1, +1)$,这是因为 $|\sin\theta| > 1$ 时没有意义。从数学上讲,这意味着 $\sin\theta$ 是纯虚数,物理上这相当于出现了衰减很快的波。当 $\beta^2 \ll 1$ 时,相关系数成为

$$\rho_R(\xi) = \frac{\left| \int_{-1}^{+1} e^{\frac{j2\pi \sin\theta \xi}{\lambda}} d \sin\theta \right|^2}{\left| \int_{-1}^{+1} d \sin\theta \right|^2} = \left[\frac{\sin \frac{2\pi \xi}{\lambda}}{\frac{2\pi \xi}{\lambda}} \right]^2 \quad (6.4.12)$$

在 $\beta^2 \gg 1$ 时

$$\rho_R(\xi) = \frac{\sin \frac{2\pi\xi}{\lambda}}{\frac{2\pi\xi}{\lambda}} \quad (6.4.13)$$

实验测得的 $\rho_R(\xi)$ 如果具有以上形式, 则可肯定 $\xi_0 \lesssim \lambda$, 否则就有 $\xi_0 \gg \lambda$ 。此时, 当反射高度比波长大很多时, 入射波前几乎是平面的, 因而可观测到菲涅尔型的绕射图像。正如 Booker 等人^[20] 提出的那样, 在这种情况下, 不管是在粗糙屏上面还是在远离屏的平面上, 相关系数具有相同的数值, 应用(6.4.9)及(6.4.10)式确定的 ξ_0 将是不实际的。

§ 6.5 不均匀体的扩散膨胀

前几节讨论了不均匀体的随机运动速度 v_0 、漂移速度 V , 尺度 ξ_0 , 波束的角谱宽度 θ_0 及电离层反射信号的区域半径 ρ_0 。不均匀体产生之后, 它们的形状是随时间变化的。本节将扼要讨论电离层不均匀体的扩散性质和寿命。

假定在 $t=0$ 瞬间开始, 电离层由于某种原因产生了尺度为 ξ_0 的不均匀体。其电子浓度和离子浓度的扰动分别用 $\Delta N_e(\xi_0, 0)$ 和 $\Delta N_i(\xi_0, 0)$ 表示。随着时间推移, 不均匀体将要消失。消失过程是一受诸多因素控制的复杂过程。特别在外磁场 \mathbf{B} 的作用下, 此过程变得更为复杂。例如, 当 $\Delta N_e \neq \Delta N_i$, 即起始瞬间有剩余空间电荷时, 消失过程可能是波动式的, 或者也可能是均匀的过程。当然, 如果电子同离子运动速度不同, 在不均匀体消失时将出现电场。此电场将维持电荷分离并趋向于使电荷的浓度平衡, 因而对整个消失过程有重大影响。另一方面, 磁场 \mathbf{B} 可能发生起伏 $\Delta \mathbf{B}$ 。于是在消失过程中要同时发生 $\Delta N_e \rightarrow 0$, $\Delta N_i \rightarrow 0$, 及 $\Delta \mathbf{B} \rightarrow 0$ 的过程。于是, 三种过程的混合将使得消失过程变得比较

复杂。此外,如果在等离子体内同时存在规则运动(漂移)时,由于电子和离子的漂移速度不同和由此产生的附加电场,将影响不均匀体本身的漂移运动,改变不均匀体消失速度和性质。这些又使不均匀体的消失过程变得更加复杂。

要从理论上全面了解不均匀体的消失过程,需要进行复杂冗长的计算。本节只讨论在流体动力学扩散近似适用的有限情况下给出的结果。它们对我们关心的电离层现象的性质能给出正确的表述。基于扩散理论,可以认为不均匀体的消失过程是电子(或离子)起伏 ΔN_e (或 ΔN_i) 的扩散消失过程。以下只给出主要研究结果,详细的论述可参考有关文献[20]。

扩散系数与不均匀体的散布

解扩散问题时,定义电子(离子)浓度增量为

$$\Delta N(\xi, t) = N(\xi, t) - N_0 \quad (6.5.1)$$

式中 N_0 为无扰动时等离子体的浓度。 $N(\xi, t)$ 表示等离子体浓度,一般是位置 ξ 及时间 t 的函数。引入一与扩散系数 D 有关的时变函数 $\varphi(\xi - \xi_0, t)$ 及初始值 $\Delta N(\xi - \xi_0, 0)$ 后,上式又可写成

$$\Delta N(\xi, t) = \int \varphi(\xi - \xi_0, t) \Delta N(\xi - \xi_0, 0) d^3 \xi_0 \quad (6.5.1a)$$

$N(\xi, t)$ 的计算归结为解扩散方程

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \nabla^2 N \quad (6.5.2)$$

D 是扩散系数。在忽略磁场的情况下, D 主要由离子的扩散系数 D_a 所决定(见 4.4.9 式),并等于

$$D = D_a = \frac{kT_i}{M\nu_{in}} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \quad (6.5.3)$$

式中, ν_{in} 是离子同中性粒子的碰撞频率, k 为波尔兹曼常数且 M 为离子质量 m_i , $\frac{kT_i}{M\nu_{in}}$ 是离子的扩散系数。显然,在不等温等离子体内 ($T_e \neq T_i$), 扩散系数中将出现因子 $\left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) T_i$ 。在 $T_e = T_i$

情况下,扩散系数写成

$$D_a = \frac{2kT_i}{M\nu_{in}} \quad (6.5.4)$$

在存在外磁场 \mathbf{B} 的情况下,一般地,将 $\Delta N(\xi, t)$ 变换到波矢 \mathbf{K} 空间,此时有

$$N(\xi, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \Delta N(\mathbf{K}, t) e^{j\mathbf{K}\xi} d^3\mathbf{K} \quad (6.5.5)$$

已证明扩散系数 D 是 $\cos^2\theta$ 的函数,即^[20]

$$\begin{cases} D = D(\cos^2\theta) = D(\alpha^2) \\ \alpha = \cos\theta \end{cases} \quad (6.5.5a)$$

$$\text{及 } \varphi(\xi, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \exp[-j\mathbf{K}\xi + D(\cos^2\theta)K^2t] d^3\mathbf{K}. \quad (6.5.5b)$$

式中 \mathbf{K} 是“傅立叶空间”的波矢量,而 θ 是 \mathbf{K} 矢量与 \mathbf{B} 间的夹角,即是不均匀体扩散(消失)方向与外磁场 \mathbf{B} 之间的夹角。当 $\theta=0$ 时, $\cos\theta=1$, 此时有平行于 \mathbf{B} 的分量 $D_{//}$, 且

$$D_{//}(1) = \frac{2kT}{M\nu_{in}} \quad (6.5.6)$$

$D_{//}$ 称为纵向双极扩散系数,且与各向同性介质中的扩散系数(6.5.3)式一致。当 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 时, $\cos\theta=0$, 此时有垂直于 \mathbf{B} 的分量横向双极扩散系数 $D_{\perp}(0)$, 且

$$D_{\perp}(0) = \frac{2kT}{M\nu_{in}} \frac{\left(1 + \frac{\nu_{ei}}{\nu_{en}}\right)^2}{\left(1 + \frac{\nu_{ei}}{\nu_{en}}\right)^2 + \left(1 + \frac{\nu_{ei}}{\nu_{en}}\right) \left(\frac{\omega_H \Omega_H}{\nu_{en} \nu_{in}}\right)} \quad (6.5.7)$$

式中 ν_{en} 、 ν_{in} 分别代表电子与中性粒子,离子与中性粒子的碰撞频率。 ν_{ei} 代表电子同离子的碰撞频率。 ω_H 、 Ω_H 分别代表电子与离子的磁旋频率。在低电离层内 ($z \lesssim 150\text{km}$), $\nu_{ei} \ll \nu_{en}$, 故有

$$D_{\perp} \approx \frac{D_{//}}{1 + \frac{\omega_H \Omega_H}{\nu_{en} \nu_{in}}} \quad (6.5.7a)$$

在 $z \gtrsim 200\text{km}$ 的高度, $\nu_{ei} \gg \nu_{en}$, 可得横向双极扩散系数

$$D_{\perp} \approx \frac{D_{\parallel}}{1 + \frac{\Omega_H \omega_H}{\nu_{ei} \nu_{in}}} \quad (6.5.8)$$

当 $\nu_{in} \rightarrow 0$ 和 $\nu_{en} \rightarrow 0$ 时(对应于完全电离等离子体)有

$$D_{\parallel} \rightarrow \infty, D_{\perp} \approx \frac{2kT\nu_{ei}}{m_e \omega_H^2} \quad (6.5.9)$$

D_{\parallel} 出现发散性是因为在这些条件下, 不均匀体的扩展已不能再用扩散近似来加以描述的缘故。扩散系数确定后, 解扩散方程

(6.5.2), 得知 $\frac{\Delta N(\xi, t)}{\Delta N(\xi, 0)} \approx \frac{\exp\left(-\frac{\xi^2}{4D_{\parallel}t}\right)}{8(\pi D_{\parallel}t)^{\frac{3}{2}}}$, 在 $\xi \ll 2\sqrt{D_{\parallel}t}$ 时,

$\Delta N \propto (D_{\parallel}t)^{-\frac{3}{2}}$. 由(6.5.7)及(6.5.8)式可见在电离层中, 不均匀体沿磁场方向和垂直于磁场方向的散布和消失是不同的, 它决定了不均匀体的形状。在高电离层, 一般地有 $D_{\perp} < D_{\parallel}$, 在纵向 $\Delta N(\xi, t)$ 扩散得较横向快。于是不均匀体在磁场方向被拉长, 形成所谓沿场排列(field-align)的不均匀体(图 6.7)。在低电离层, $\frac{\omega_H \Omega_H}{\nu_{en} \nu_{in}} \ll 1$, (因为 ν_{en} 和 ν_{in} 很大), 故近似地有 $D_{\parallel} \approx D_{\perp}$ 。不均匀体在纵向横向消失得一样快。与各向同性(不存在磁场)介质中的消失过程一样, 于是很少形成在磁场方向被拉长的不均匀体。

将比值 $\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}$ 和 D_{\parallel} 作为高度的函数作出图 6.7 中的曲线 b 和 a, 由图可以看出, 纵向扩散系数 D_{\parallel} (曲线 a) 随高度非常迅速的增加, 但 $\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}$ 则呈现比较复杂的结构(曲线 b)。直到高度 90km, $D_{\perp} \approx D_{\parallel}$, 不均匀体无拉长现象。在 100km 以上直至 500km 左右, $\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}$ 值随高度迅速减小。这说明高度愈高, 不均匀体拉得愈长, 形状愈“瘦”。在 500km 至 1300km 之间, 由于电子同离子碰撞频

率 ν_{ei} 变大,以至 $\frac{\nu_{ei}}{\nu_{en}} \gg 1$, ν_{ei} 的影响起作用,比值 $\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}$ 随高度而增加,不均匀体形状变得“胖”些。超过 1300km, $\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}$ 又迅速减小,不均匀体沿场方向将拉得更长,其形状比 100km 至 500km 的形状更“瘦”更长。这与 $\left(\frac{\nu_{ei}}{\nu_{en}}\right)^2$ 对高度变化的情况有关。由此可见,在不同高度,不均匀体的形状是很不一样的。

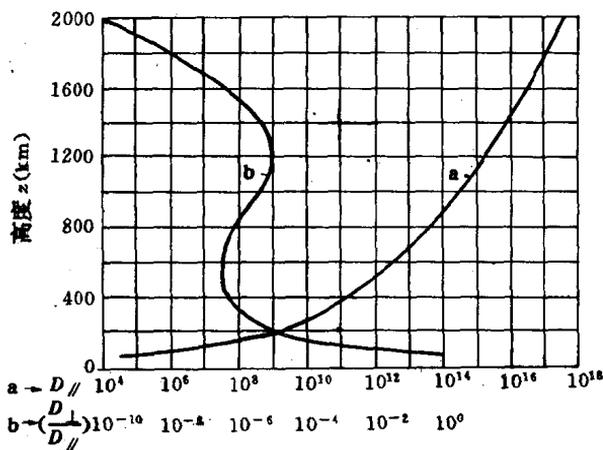


图 6.7 纵向扩散系数 D_{\parallel} (a) 和比值 D_{\perp}/D_{\parallel} (b) 的高度依从关系

如果等离子体内存在共同运动(漂移),特别是当电子和离子的漂移速度 V_e 、 V_i 不相等时, $\Delta N(\xi_0, 0) \rightarrow 0$ 的过程将变得更为复杂,并将产生一种散布(扩散)的“色散”现象。不均匀体的形状主要决定于漂移速度。在运动和消失过程中, ΔN 可能产生重新分布,因而在不均匀体上可能出现两个具有不同浓度减少规律的极大值。有人证明,在电离层下部,不均匀体原来的中心极大值按 $t^{-7/4}$ 规律减小,而新形成的第二个极大值则按 $t^{-15/8}$ 规律减小。两个极大值移动的速度向量也不相同。在与这些向量不相重合的方

向上, ΔN 却按 t^{-2} 规律减小。它比不存在共同运动时 ΔN 的减小要快得多。不均匀体被拉长, 而拉长的方向一般不与 B 重合。最后可能分裂成两个不均匀体。图 6.8(c)、(d) 显示出当存在中性粒子以速度 V_n 运动时不均匀体形状的演变过程。图中(c)是时间 $t_1 = \frac{2D_{\perp}}{V_n^2}$ 时的形状, (d) 则是在 $t_2 = 10t_1$ 时的形状。

不均匀体的寿命 电离层不均匀体的寿命也是我们比较关心

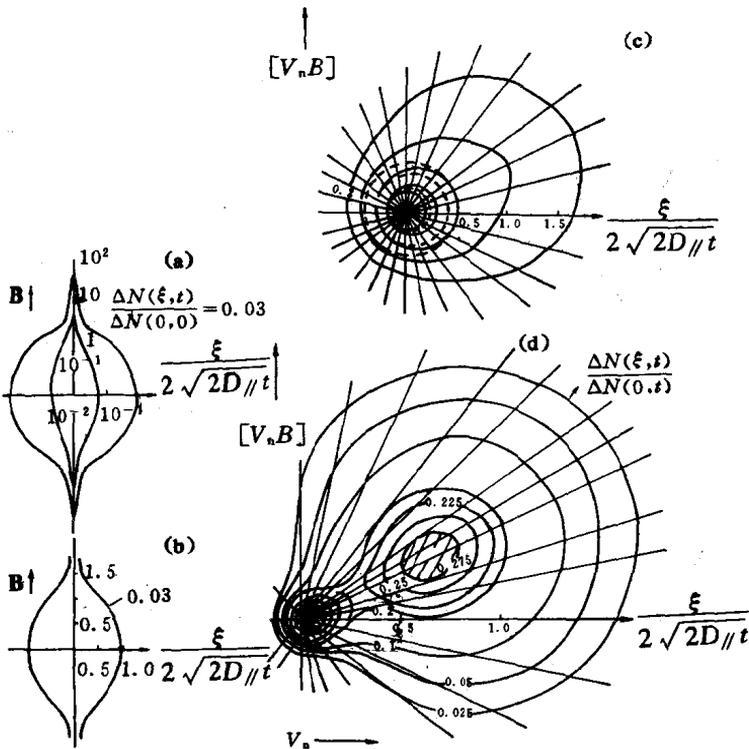


图 6.8 电子浓度的归一化的等值曲线, 表示电离层中小不均匀体的散布。a 和 b—没有规则运动的情况; c 和 d—存在中性粒子的风, 不均匀体分裂为两部分

的问题。研究时一般采用比较简单的球形不均匀体模型。假定不均匀体扩散是各向同性的,设球形不均匀体的半径为 ξ_0 ,在 $t=0$ 时刻,电子浓度在球内是常数且等于 KN_0 ($K>1$), N_0 是周围介质的电子浓度。在球对称的情况下,扩散方程(6.5.2)有如下形式的解

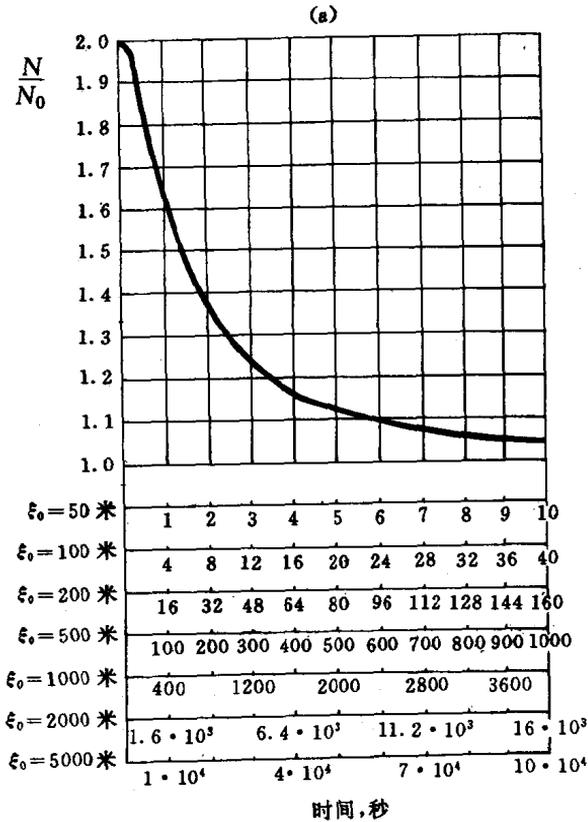


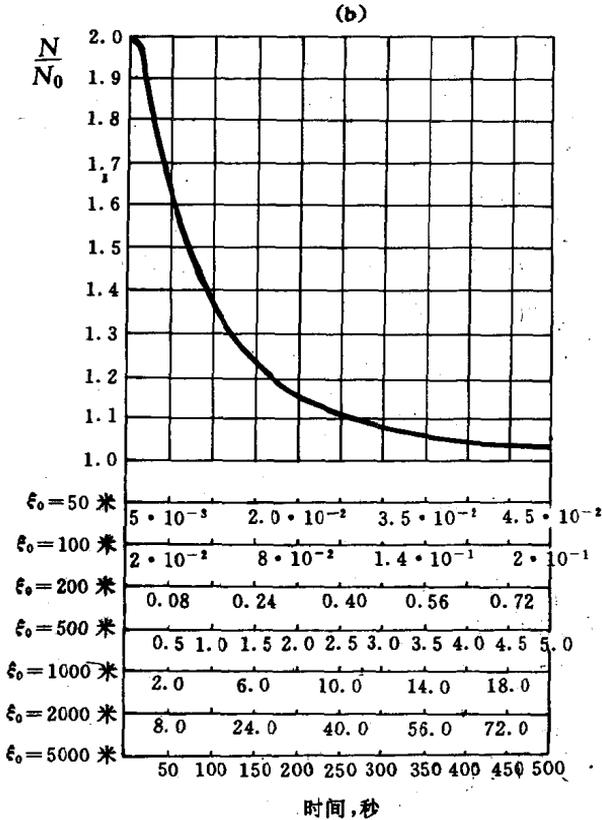
图 6.9 当在 $t=0$ 的瞬间数值 $N(\xi_0, 0) = 2N_0$ 时, 在半径为 ξ_0 的球心处 $\frac{N(\xi_0, t)}{N_0}$ 对时间的依从关系。a 曲线是对 F 区 ($z \approx 250$ km) 和 $\xi_0 = 50 \sim 5000$ m 计算出来的

$$N = N(\xi, t) = \frac{1}{\xi\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \Phi(\xi + 2\chi\sqrt{D_d t}) \right\} (\xi + 2\chi\sqrt{D_d t}) e^{-\chi^2} d\chi \quad (6.5.10)$$

式中 ξ 为至球心的距离, $\Phi(\xi)$ 表述电离的初始分布。由假设可知在 $t=0$ 时有

$$\begin{aligned} \Phi(\xi) &= N_0 & (\xi \geq \xi_0) \\ \Phi(\xi) &= KN_0 & (\xi \leq \xi_0) \end{aligned} \quad (6.5.11)$$

代入(6.5.10)式解得



b—对 E 层计算的曲线, $z = 110\text{km}$

$$N(\xi, t) = \frac{N_0}{\xi\sqrt{\pi}} \left\{ \int_{-\infty}^{\frac{\xi_0+\xi}{2\sqrt{D_a t}}} (\xi + 2\chi\sqrt{D_a t}) e^{-\chi^2} d\chi \right. \\ \left. + K \int_{\frac{\xi_0+\xi}{2\sqrt{D_a t}}}^{\frac{\xi_0+\xi}{2\sqrt{D_a t}}} (\xi + 2\chi\sqrt{D_a t}) e^{-\chi^2} d\chi + \int_{\frac{\xi_0+\xi}{2\sqrt{D_a t}}}^{\infty} (\xi + 2\chi\sqrt{D_a t}) e^{-\chi^2} d\chi \right\} \quad (6.5.12)$$

或者

$$\frac{2N(\xi, t)}{N_0} = 2 + (K-1) \left[\psi \left(\frac{\xi_0 - \xi}{2\sqrt{D_a t}} \right) + \psi \left(\frac{\xi_0 + \xi}{2\sqrt{D_a t}} \right) \right] \\ - \frac{2\sqrt{D_a t}}{\xi_0\sqrt{\pi}} (K-1) \left[\exp \left(-\frac{(\xi_0 - \xi)^2}{4D_a t} \right) \right. \\ \left. + \exp \left(-\frac{(\xi_0 + \xi)^2}{4D_a t} \right) \right] \quad (6.5.13)$$

式中 $\psi(s) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^s e^{-x^2} dx$ (6.5.14)

为误差函数。我们感兴趣的是在 $\xi=0$ (球心) 处电子浓度的变化。于是从(6.5.13)式得到

$$\frac{N(\xi_0, t)}{N_0} = 1 + (K-1) \left[\psi \left(\frac{\xi_0}{2\sqrt{D_a t}} \right) \right. \\ \left. - \frac{2\sqrt{D_a t}}{\xi_0\sqrt{\pi}} \exp \left(-\frac{\xi_0^2}{4D_a t} \right) \right] \quad (6.5.15)$$

对不同的 ξ_0 值和高度 z , 在 $t=0, N=2N_0$ 时 ($K=2$), 在电离层 F 层 ($z \approx 250\text{km}$) 及 E 层 ($z \approx 110\text{km}$), 按(6.5.15)式计算出球形不均匀体电子浓度随时间的变化如图 6.9 所示。由图可以估算不同尺度 ξ_0 的不均匀体的寿命。例如, 由图可见对于线性尺度 $\xi_0 = 100\text{m}$ 的不均匀体, 在整个电离层中, 其寿命 τ 介于零点几秒(E层)和几十秒(F层)之间。 ξ_0 愈大, 其寿命也愈长, 这也是理所当然的。

利用 $\frac{\Delta N(\xi, t)}{\Delta N(\xi, 0)} \approx \frac{\exp \left(-\frac{\xi^2}{4D_a t} \right)}{8(\pi D_a t)^{3/2}}$ 关系式, 在 $\xi \ll 2\sqrt{D_a t}$ 时 (现

在 $\xi=0$, 满足以上条件)可简化寿命 τ 的计算。例如令其寿命 τ 是 $\frac{\Delta N(\xi, t)}{\Delta N(\xi, 0)} = \frac{1}{10}$ 时所花的时间 t , 则由上式可得

$$\tau = \frac{10^{\frac{2}{3}}}{4\pi D_a} \text{ 或 } \tau \propto D_a^{-1} \quad (6.5.16)$$

由 D_a 可直接估算 τ 值, 运算显然简化很多。

§ 6.6 电离层的浑浊度和电子浓度的起伏

电离层反射的电波信号, 除镜像反射分量 $E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ 外, 还有散射波谱

$$\sum_{(s)} E_s \cos\{(\omega_0 + \Omega_s)t - \varphi_s\} \quad (6.6.1)$$

这样, 电离层可被认为是具有浑浊度

$$\beta^2 = \frac{E_0^2}{\sum_{(s)} E_s^2} \quad (6.6.2)$$

的半透明的浑浊介质。 β 称为“信杂比”, 可从 $0 \rightarrow \infty$ 变化。定义浑浊系数 α 为散射波束的能量对反射波总能量的比值, 即

$$\alpha = \frac{\sum_{(s)} E_s^2}{\sum_{(s)} E_s^2 + E_0^2} = \frac{1}{1 + \beta^2} \quad (6.6.3)$$

当 β 从 $0 \rightarrow \infty$ 变化时, α 从 $1 \rightarrow 0$, α 可用来衡量反射区不均匀体产生的程度。

由 β [见(6.1.17)式] 的定义, 可以找出电离层的另一个十分重要的物理参数 $(\delta N)^2$ ——电子浓度起伏。定义 $(\delta N)^2$ 为散射不均匀体的电子浓度偏差 (ΔN) 对电子浓度平均值 \bar{N} 的均方比值

$$(\delta N)^2 = \left(\frac{\Delta N}{\bar{N}} \right)^2 \quad (6.6.4)$$

由于电离层不均匀体散射无线电波信号, 因此可用计算散射场的方法来决定 $(\delta N)^2$ 。

6.6.1 不均匀体的散射截面

当入射波照射电离层反射区域时,为描述不均匀体的散射特性,定义有效散射截面为

$$\sigma_0 = \frac{P_s}{P_0} \quad (6.6.5)$$

式中 P_s 为散射能量, P_0 为给定方向上入射到物体上的电波能量, 且有

$$P_0 = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}) \quad (6.6.6)$$

c 为光速。一般地, P_s 被定义为单位体积、单位立体角内的散射能量, 此时有效散射截面为

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_0}{dV d\Omega} \quad (6.6.7)$$

式中 $d\Omega$ 和 dV 分别为立体角元和体积单元。 $\sigma(\theta)$ 的量纲为 $\text{cm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ 弧度。如假定 dV 的线性尺寸比介质电性能的变化尺度——不均匀体尺度 ξ_0 和波长 λ 都小, 整个散射体积 V 将大于 ξ_0^3 。

设在散射介质中相隔 \mathbf{r} 的两点, 其介电常数对平均值的偏离分别为 $\Delta\epsilon$ 及 $\Delta\epsilon'$, 在 $\overline{\Delta\epsilon}$ 及 $\overline{\Delta\epsilon'}$ 为零的情况下, 有关系式 $\overline{(\Delta\epsilon)(\Delta\epsilon')^*} = \frac{1}{V} \int_{(V)} (\Delta\epsilon)(\Delta\epsilon')^* dV$, 其空间相关系数为

$$\rho(r) = \frac{\overline{(\Delta\epsilon)(\Delta\epsilon')^*}}{(\overline{\Delta\epsilon})^2} = \frac{\int_V (\Delta\epsilon)(\Delta\epsilon')^* dV}{V (\overline{\Delta\epsilon})^2} \quad (6.6.8)$$

其中“*”代表共轭复数, 且有 $V \overline{(\Delta\epsilon)^2} = \int_V (\Delta\epsilon)^2 dV$ 。

设在体积的某点 P 上入射一线极化电磁波, 其场为

$$E_0 e^{j(\omega t - kR_0)} \quad (6.6.9)$$

R_0 为辐射点 T 到 P 的距离(图 6.10), k 为波矢量, 且有

$$k = k_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{\omega \sqrt{\epsilon}}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6.6.10)$$

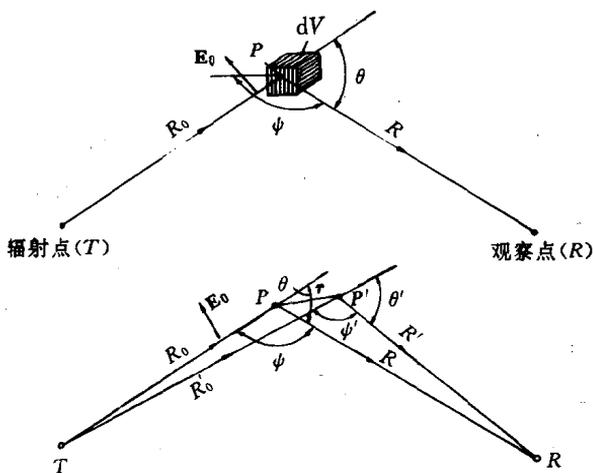


图 6.10 说明有效截面公式推导的示意图

设此场在 P 点引起介质极化, 极化矢量产生的偶极矩为

$$\Delta \mathbf{P} = -\frac{\Delta \epsilon}{4\pi} \mathbf{E} = \frac{\Delta \epsilon}{4\pi} \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - kR_0)} dV \quad (6.6.11)$$

在观测点 (R) 由每一个体积元偶极子激起的场矢量为

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathbf{E} &= -k_0^2 \Delta \mathbf{P} \frac{e^{-jkR}}{R} \sin \psi \\ \Delta \mathbf{H} &= \sqrt{\epsilon} \Delta \mathbf{E}_0 \end{aligned} \right\} \quad (6.6.12)$$

式中 R 为 P 到 R 点的距离, ψ 为入射波线极化矢量与散射矢量之间的夹角。 T 、 R 间总场为

$$\mathbf{E} = \int_V \Delta \mathbf{E} dV = \frac{k_0^2}{4\pi} \int_V \frac{E_0 \Delta \epsilon}{R} \sin \psi \exp\{j[\omega t - k(R_0 + R)]\} dV \quad (6.6.13)$$

观测点的复能流密度为

$$\frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^* = \frac{c \sqrt{\epsilon}}{4\pi} \frac{k_0^4}{(4\pi)^2} \int_V \int_{V'} (\Delta \epsilon) (\Delta \epsilon')^* \frac{E_0 E'_0 \sin \psi \sin \psi'}{RR'}$$

$$\cdot \exp\{-jk[(R - R') + (R_0 - R'_0)]\}dV'dV \quad (6.6.14)$$

其中打“'”的量表示在 P' 点的值(见图 6.10),并假定 \mathbf{H} 取 P' 点的数值。重写上式中的积分为

$$\begin{aligned} I &= \int_V \int_{V'} (\Delta\epsilon)(\Delta\epsilon')^* \frac{E_0 E'_0}{RR'} \sin\psi \sin\psi' \exp\{-jk[(R - R') \\ &\quad + (R_0 - R'_0)]\} dV dV' \\ &= \int_V \frac{E_0 E'_0}{RR'} \sin\psi \sin\psi' \exp\{-jk[(R - R') \\ &\quad + (R_0 - R'_0)]\} dV \cdot \int_{V'} (\Delta\epsilon)(\Delta\epsilon')^* dV' \quad (6.6.15) \end{aligned}$$

应用式(6.6.8),积分变成

$$I = \overline{(\Delta\epsilon)^2} \int \rho(r) \frac{E_0 E'_0}{RR'} \sin\psi \sin\psi' \exp\{-jk[(R - R') + (R_0 - R'_0)]\} dV \quad (6.6.16)$$

由(6.4.2)式有

$$\rho(r) \approx \exp\left(-\frac{r^2}{\xi_0^2}\right) \quad (6.6.17)$$

其中 $\xi_0^2 = \frac{\lambda^2}{4\pi^2\theta_0^2}$ 是不均匀体尺度的均方值。 dV 的变化主要由 dr 引起,且有 $dV = 4\pi\xi_0^2 dr$ 。一般地, $\rho(r)$ 是 r 的快速递减函数,因此可把 dr 的积分限扩展到无穷大。此外,因为 V 的线度 ξ_0 小于 R 和 R' ,近似地有

$$\frac{E_0 E'_0}{RR'} \sin\psi \sin\psi' \approx \frac{E_0^2 \sin^2\psi}{R^2} \quad (6.6.18)$$

并可从积分号中移出。最后观测点的复能流密度为

$$\begin{aligned} \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^* &= \frac{c\sqrt{\epsilon}E_0^2}{4\pi R^2} \left(\frac{k_0^2 \sin\psi}{4\pi}\right)^2 4\pi\xi_0^2 \overline{(\Delta\epsilon)^2} \int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{\xi_0^2}} \\ &\quad \cdot e^{-jk[(R_0 - R'_0) + (R - R')]} dr \quad (6.6.19) \end{aligned}$$

由图(6.10)可见,近似有关系式

$$R_0 - R'_0 \approx r \sin \frac{\theta}{2}, R - R' \approx r \sin \frac{\theta}{2}. \quad (6.6.20)$$

上式中的积分重写成

$$\begin{aligned}
 I' &= \int_0^{\infty} e^{-\frac{r^2}{\xi_0^2}} \cdot e^{-jk[(R_0-R'_0)+(R-R')] } dr \\
 &= \int_0^{\infty} e^{-\frac{r^2}{\xi_0^2} - 2jkr \sin \frac{\theta}{2}} dr \\
 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \xi_0 \exp \left\{ - \left(\frac{2\pi \xi_0}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \right\}
 \end{aligned} \tag{6.6.21}$$

在观测点又有

$$P_s = R^2 \frac{c}{4\pi} R_e (\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^*), P_0 = \frac{c\sqrt{\epsilon}}{4\pi} E_0^2 \tag{6.6.22}$$

再利用 $\epsilon = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega^2}$ 及 $\omega_p = \frac{4\pi N e^2}{m}$, ω_p 为等离子体频率, 可求出

$(\Delta\epsilon)^2$ 为

$$\overline{(\Delta\epsilon)^2} = \left(\frac{\overline{\Delta N}}{N} \right)^2 \cdot \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4 = (\delta N)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4$$

考虑到 P_s 最多有一半到达前向观测点, 最后可得出有效散射截面为

$$\sigma(\theta) = (\delta N)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4 \frac{\sqrt{\pi}}{8\lambda} \left(\frac{2\pi \xi_0}{\lambda} \right)^3 \sin^2 \psi \exp \left\{ - \left(\frac{2\pi \xi_0}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \right\} \tag{6.6.23}$$

由上式的指数因子可见, 散射能量集中在 e^{-1} 的范围内, 即能量大部分散射于

$$\sin \frac{\theta}{2} \approx \frac{\lambda}{2\pi \xi_0} \tag{6.6.24}$$

的角度范围内(此处 θ 的数值是前面使用的 θ 数值的 2 倍)。(6.6.24)式确定了电离层不均匀体在 ξ_0 一定时它的散射波角谱宽度(在 θ 很小时, $\sin \frac{\theta}{2} \approx \frac{\theta}{2}$)。 σ 的值随 $\frac{\xi_0}{\lambda}$ 的增加而很快地减少, 散射具有尖锐的前向方向($\theta \approx 0$) (图 6.11)。此时 $\psi \approx \frac{\pi}{2}$ 。对于某一固定角度 θ (依赖于观测点的位置), 最大散射由 $\frac{d\sigma}{d\xi_0} = 0$ 决定,

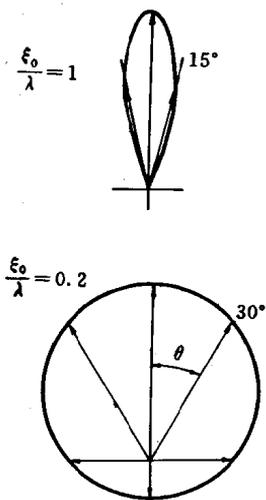


图 6.11 在两个不同 $\frac{\xi_0}{\lambda}$ 值下有效
散射截面的角度特性

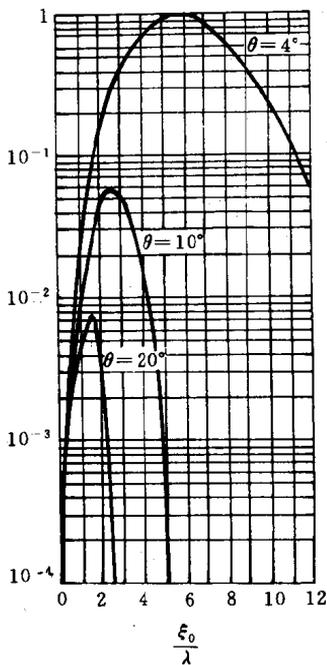


图 6.12 在不同 θ 值下有效散射
截面对 $\frac{\xi_0}{\lambda}$ 的依从关系

由此得出最佳不均匀体尺寸为

$$\xi_{0m} = \frac{\sqrt{3}\lambda}{2\pi\sqrt{2}\sin\frac{\theta}{2}} \quad (6.6.25)$$

图 6.12 给出了对不同 θ 值($4^\circ, 10^\circ, 20^\circ$)时有效散射截面对比值 $\frac{\xi_0}{\lambda}$ 的变化曲线。曲线的顶点对应于最佳不均匀体尺寸 ξ_{0m} , 此时散射截面 σ 最大。信号主要由尺寸为 ξ_{0m} 的不均匀体散射。换言之, 观测点接收的波能量主要部分是由尺寸为 ξ_{0m} 的不均匀体

所散射。同时,散射波的角度散布将具有可能的最小值。在垂直入射情况下($\theta=0$),波在电离层中被前向散射,通过电离层的上部区域反射回来,故在 $\theta\approx\pi$ 的观测点也能观测到散射波。此时,观测点的散射波谱不是由后向散射($\theta=\pi$)引起,而是由前向散射($\theta\approx 0$)再经反射所引起的。

从(6.6.23)式还可以看到, σ 是比例于 $\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4$ 的,在其他条件相同的情况下,散射波的能量亦正比例于 $\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4$ 。而 $\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$, 因此散射波能量随电子浓度 N 的增加而快速增加。在电离层内,从 D 层($z\approx 80\text{km}$)到 F 层峰值区($z \gtrsim 250\sim 400\text{km}$), N 的变化大致为 10^3 倍,因此 σ 应该变化 10^6 倍。

6.6.2 垂直入射时的电子浓度起伏(δN)²

实际工作中,使用 §6.1 的方法,通过图 6.3 能方便地决定浑浊度 β (信噪比)。我们希望能找到电子浓度起伏(δN)² 与 β 之间的联系,下面将给出这种联系。设电离层相应区域是抛物层,即

$$N(z) = N_m \left[1 - \left(\frac{z_m + z_0 - z}{z_m} \right)^2 \right] \quad (6.6.26)$$

其中 z_m 为层的半厚度, z_0 为层的底高。在垂直入射情况下,电波反射高度 z_r (折射指数 $n=0$ 处)等于

$$z_r(n=0) = z_0 + z_m(1-l), \quad l = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2} \quad (6.6.27)$$

而

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}, \quad \omega_c^2 = \frac{4\pi N_m e^2}{m} \quad (6.6.28)$$

分别代表等离子体频率和临界频率,由此可得出

$$\frac{\omega_p^4}{\omega_c^4} = \frac{\omega^4}{\omega_c^4} \left[1 - \left(\frac{z_m + z_0 - z}{z_m} \right)^2 \right]^2 \quad (6.6.29)$$

如果忽略电离层的衰减,并且由于散射波角谱的狭窄性而忽略地球与电离层的曲率时,可以写出

$$d\left(\sum_{(s)} E_s^2\right) \approx \frac{W_0}{(4\pi z^2)^2} \sigma dV \quad (6.6.30)$$

式中 W_0 是无方向性天线辐射的能量, 由图 6.13 可知

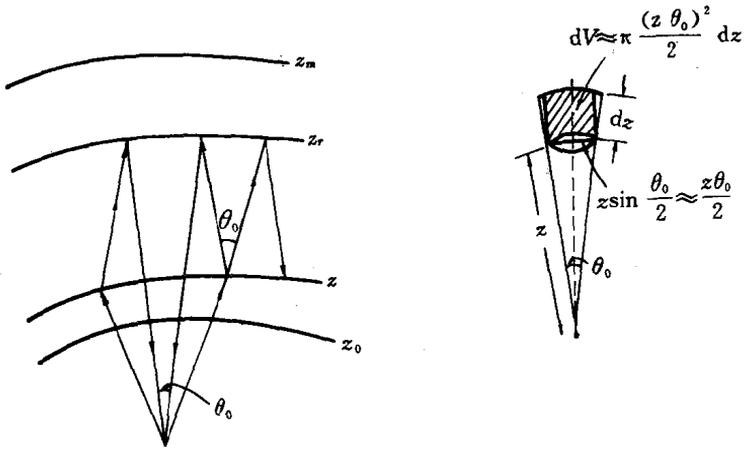


图 6.13 垂直入射时电离层中的散射示意图

$$dV \approx \pi \left(\frac{z\theta_0}{2}\right)^2 dz \quad (6.6.31)$$

和
$$E_0^2 = \frac{W_0}{4\pi(2z_r)^2} = \frac{W_0}{16\pi z_r^2} \quad (6.6.32)$$

于是由(6.6.2)和(6.6.23)式并考虑到(6.6.28)式可得

$$\begin{aligned} (\beta_0^2)^{-1} &= \frac{\sum E_s^2}{E_0^2} = \frac{\pi \sqrt{\pi} z_r^2 \lambda^2 \xi_0}{4e \lambda_c^4} \int_{z_0}^{z_0+z_m} (\delta N)^2 \\ &\cdot \left[1 - \left(1 + a - \frac{z}{z_m}\right)^2\right]^2 \frac{dz}{z^2} \end{aligned} \quad (6.6.33)$$

式中

$$a = \frac{z_0}{z_m}, \lambda_c = \frac{2\pi c}{\omega_c}, c \text{ 为光速} \quad (6.6.34)$$

$(\beta_0 \delta N)^2$

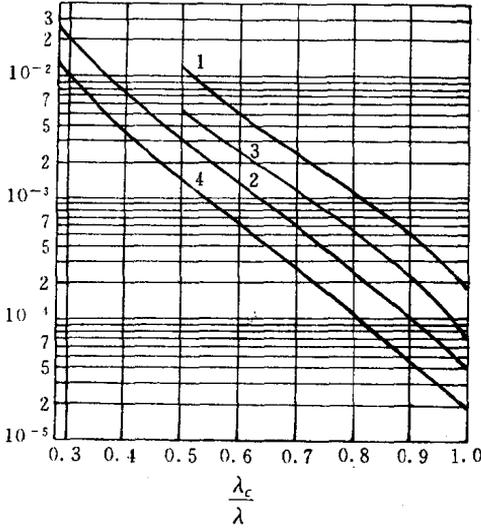


图 6.15 在 $\xi_0 = 200\text{m}$ 和 $z = 110\text{km}$ 情况下, $(\beta_0 \delta N)^2$ 对 $\frac{\lambda_c}{\lambda}$ 的理论依从关系。

- 1) $z_m = 10\text{km}, \lambda_c = 75\text{m};$
- 2) $z_m = 10\text{km}, \lambda_c = 100\text{m};$
- 3) $z_m = 20\text{km}, \lambda_c = 75\text{m};$
- 4) $z_m = 20\text{km}, \lambda_c = 100\text{m}.$

图(6.14)与图(6.15)示出 $[\beta_0^2(\delta N)^2]$ 对比值 $\frac{\omega}{\omega_c} = \frac{\lambda_c}{\lambda}$ 的变化曲线。这组变化曲线是在不同的高度(F层和E层)上,以 ξ_0 和 z_m 为参量按(6.6.35)式作出的。由图可见,只要实验中能得到 β_0 值,就可以用以上曲线决定 $(\delta N)^2$ 。计算表明,如果考虑了波长 λ 与高度的关系,或者射线在电离层中的精确路径等因素, $(\delta N)^2$ 有可能比以上值小几倍。^[20]

6.6.3 斜投射时的电子浓度起伏 $(\delta N)^2$

在斜投射情况下,其入射射线同散射射线的几何形状如图 6.16。设入射波束与散射波束重叠部分体积为 dV 。入射天线与接收天线有相同的方向因子 $f(\alpha, \gamma) = f(\alpha', \gamma')$, $\alpha, \gamma, \alpha', \gamma'$ 分别为有如图 6.16 所示的意义。

在 R 点将收到由 dV 散射能量为

$$dP_s = \sigma P_o dV \Delta \Omega_s \quad (6.6.37)$$

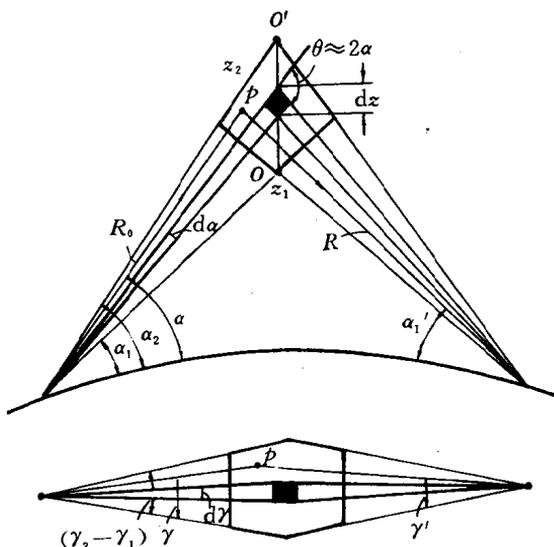


图 6.16 计算超短波散射能量的示意图

式中 $\Delta\Omega_s$ 为天线的接收立体角, 且有 $\Delta\Omega_s = \frac{S'_0}{R^2}$; 而 $S'_0 = \frac{\lambda^2 g_0}{4\pi}$ 是天线有效面积; $g_0 = \frac{4\pi}{\int |f(\alpha, \gamma)|^2 d\Omega}$ 是天线的最大增益。 $f(\alpha, \gamma)$ 是天线方向因子, P_0 为入射波能量通量, 且有

$$P_0 = \frac{Wg_0 |f(\alpha, \gamma)|^2}{4\pi R_0^2} \quad (6.6.38)$$

W 为天线偶极子发射功率。于是有

$$dP_s = \sigma \left(\frac{Wg_0 |f(\alpha, \gamma)|^2}{4\pi R_0^2} \right) \frac{S'_0}{R^2} dV \cdot |f(\alpha', \gamma')|^2 \quad (6.6.39)$$

在整个散射体积内得到

$$\frac{P_s}{W} = \frac{g_0^2 \lambda^2}{(4\pi)^2} \int_{\alpha} \int_{\gamma} \int_R \frac{\sigma |f(\alpha, \gamma)|^2 \cdot |f(\alpha', \gamma')|^2}{R_0^2 R^2} dV \quad (6.6.40)$$

此即广义雷达方程。因为天线方向因子 $|f(\alpha, \gamma)|^2$ 和 $|f(\alpha', \gamma')|^2$ 是常数可移出积分号外, g_0 也是常数也可以移出积分号外, 且有 $g = g_0 |f(\alpha, \gamma)|^2 |f(\alpha', \gamma')|^2$ 和 $g = \frac{4\pi S}{\lambda^2}$, g 为给定方向的天线有效增益, S 为有效面积。

由图 6.16 的几何形状可知, dV 为一立体方柱, 因此有

$$dV = \frac{R_0 d\alpha}{\sin \frac{\theta}{2}} \cdot R_0 \cos \alpha d\gamma \cdot \frac{dz}{2} = \frac{R_0^2 \cos \alpha}{2 \sin \frac{\theta}{2}} d\gamma dz d\alpha \quad (6.6.41)$$

在忽略地面弯曲的情况下有 $\alpha \approx \frac{\theta}{2}$, 于是又有

$$R_0 \approx R = \frac{z}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (6.6.42)$$

于是(6.6.40)式变成

$$\frac{P_s}{W} = \frac{g^2 \lambda^2}{2(4\pi)^2} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\sigma(z, \alpha)}{z^2} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha d\gamma dz \quad (6.6.43)$$

$$= \frac{g^2 \lambda^2}{2(4\pi)^2} (\gamma_2 - \gamma_1) \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \exp\left[-\left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda}\right) \sin^2 \alpha\right] \cdot d(\sin^2 \alpha) \int_{z_1}^{z_2} \frac{\sigma(z)}{z^2} dz \quad (6.6.44)$$

式中 $\gamma_1, \gamma_2, \alpha_1$ 和 α_2 表征辐照散射区 ($z_1 \rightarrow z_2$) 的天线有效方向性图的角度范围(见图 6.16)。而

$$\sigma(z) = (\delta N)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4 \frac{\sqrt{\pi}}{8\lambda} \left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda}\right)^3 \quad (6.6.45)$$

对 z 的积分完全引用(6.6.36)式的结果。如果 $z_1 \leq z_0, z_2 \geq z_0 + 2z_m$, 即积分包括整个抛物层时, 有

$$\frac{P_s}{W} = \frac{g^2 \omega_c^4 \xi_0 (\gamma_2 - \gamma_1)}{2^7 \sqrt{\pi} c^2 \omega^2 z_m} (\delta N)^2 \cdot M(a, l) \cdot \left\{ \exp\left[-\left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda} \sin \alpha_1\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda} \sin \alpha_2\right)^2\right] \right\} \quad (6.6.46)$$

因为 W 已知, 在 P_s 可测时, 利用上式可以测定 $(\delta N)^2$ 及 ξ_0 。

在以上计算中均假定 α_1 及 α_2 已知, 且认为在足够大的高度范围内, 散射区散射的电波对接收点的场起主要作用。如果假设有效散射区域相当薄, 且天线波束相当窄时, 例如在超短波的散射中, 可以用比较简单的方法来计算 $\frac{P_s}{W}$ 。

设天线波束很窄, 散射区域相当薄, 则散射体积 V 的线度很小, 于是近似有 $R_0 \approx R$, σ 为一常数(图 6.17), 则(6.6.40)式变成

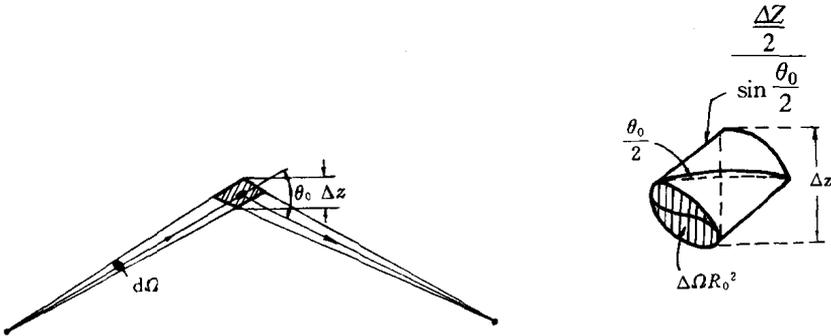


图 6.17 计算超短波散射能量的示意图

$$\frac{P_s}{W} = \frac{g^2 \lambda^2}{(4\pi)^2} \cdot \frac{\sigma(\theta_0)}{R_0^2 \cdot R^2} \cdot V \quad (6.6.47)$$

式中体积 V 近似为

$$V \approx R_0^2 \Delta\Omega \cdot \frac{\Delta z}{2 \sin \frac{\theta_0}{2}} = \frac{S \Delta z}{2 \sin \frac{\theta_0}{2}} \quad (6.6.48)$$

其中 $S = R_0^2 \Delta\Omega$ 为天线有效面积。于是有

$$\frac{P_s}{W} = \frac{g^2 \lambda^2}{(4\pi)^2} \cdot \frac{R_0^2 \Delta\Omega}{R_0^2 R^2} \cdot \frac{\Delta z}{2 \sin \frac{\theta_0}{2}} \sigma(\theta_0) = \frac{g^2 \lambda^2}{32\pi^2} \cdot \frac{\Delta\Omega \Delta z}{R^2 \sin \frac{\theta_0}{2}} \sigma(\theta_0)$$

$$= \frac{g^2 \lambda^2}{32\pi^2} \cdot (\delta N)^2 \frac{\sqrt{\pi} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4 \left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda}\right)^3}{8\lambda} \frac{\Delta\Omega\Delta z}{R^2 \sin \frac{\theta}{2}} \cdot \exp\left[-\left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda} \sin \frac{\theta_0}{2}\right)^2\right]$$

(6.6.49)

利用 $g = \frac{4\pi S}{\lambda^2}$ 和 $R_0 \approx R$ 的关系式, 上式又可写成

$$\frac{P_s}{W} = \frac{S^3 \Delta z}{2\lambda^2 \sin \frac{\theta_0}{2}} \cdot \frac{1}{R_0^4} \cdot (\delta N)^2 \frac{\sqrt{\pi} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4 \left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda}\right)^3}{8\lambda} \cdot \exp\left[-\left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda} \sin \frac{\theta_0}{2}\right)^2\right]$$

(6.6.50)

假定在实验过程中 $(\delta N)^2$, $\frac{\omega_p}{\omega}$ 和 ξ_0 不变, 如果在不同的距离和固定频率上测量出 P_s 的值, 则各个点上的接收能量之比为

$$\frac{(P_s)_2}{(P_s)_1} = \frac{R_1^4 \sin \frac{\theta_1}{2}}{R_2^4 \sin \frac{\theta_2}{2}} \exp\left[-\left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda}\right)^2 \left(\sin^2 \frac{\theta_2}{2} - \sin^2 \frac{\theta_1}{2}\right)\right]$$

(6.6.51)

当观测点固定后, $R_1, R_2, \theta_1, \theta_2$ 均为已知, 于是 ξ_0 可求出。也可用类似的方法在同一观察点, 使用不同的频率测量 P_s 之比为

$$\frac{(P_s)_2}{(P_s)_1} = \exp\left[-\left(2\pi\xi_0 \sin \frac{\theta}{2}\right)^2 \left(\frac{1}{\lambda_2^2} - \frac{1}{\lambda_1^2}\right)\right]$$

(6.6.52)

由此也可求出 ξ_0 。于是在斜投射情况下, 可根据不同距离和频率测量的 P_s 求出 ξ_0 , 进而由(6.6.50)式求出 $(\delta N)^2$ 。

§ 6.7 电离层不均匀体实验观测结果的总结

前几节在(6.1.2)式的假定下, 对电离层不均匀体的各种参数进行了计算与讨论。本节将在实验资料的基础上, 验证以前的理论结果并给出某些参量的量级。

长期实验表明, 以上关于(6.1.2)的假设及振幅分布 $W(R)$

的讨论在 60% ~ 70%, 甚至 90% 情况下是正确的。也有例外, 例如某些实验表明在 20% 的情况下, 有

$$\left\{ \frac{\overline{R^2}}{R^2} \right\}_{\text{实验值}} > \left\{ \frac{\overline{R^2}}{R^2} \right\}_{\text{理论最大值}} \quad (6.7.1)$$

而且 $W(R)$ 的实验曲线中约有 30% 呈现双峰形状(图 6.18a)。但在大多数情况下, (6.1.2) 式的假设与 (6.1.15) 的 $W(R)$ 分布是与实验相符的。

从许多实验中已判明, β^2 在 0 到 160 的大范围内变化, 实验的典型值为 $\beta_0 \approx 2 \sim 4$, 镜像反射波的能量大约是散射波束能量的 10 倍。前已说明, 不同高度上, 散射截面 σ 是不同的, 故 β_0 也应是高度的函数。实验也证明, 不同高度反射的 O 波与 X 波的 β 值

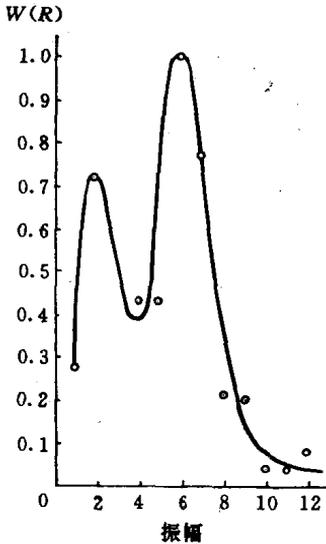


图 6.18(a) 双峰型信号振幅分布的实验曲线

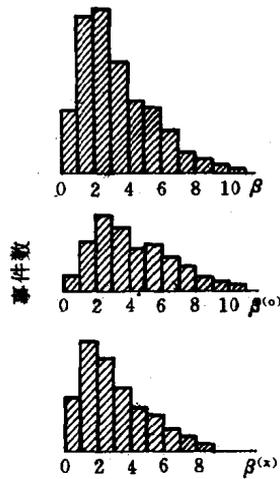


图 6.18(b) 电离层浑浊系数的实验值的分布。 $\beta^{(O)}$ 对于寻常波; $\beta^{(X)}$ 对于非常波; β 是总结果

$\beta^{(x)}$ 与 $\beta^{(0)}$ 的不同(图 6.18b)。迄今还未确定 β 的任何昼夜或季节变化。

大多数情况下,使用(6.3.14)式来计算不均匀体速度 v_0 时,均未考虑镜像分量的影响及反射区的漂移问题。考虑以上因素后,对 v_0 的均值和均方根值改变不大。顶多差1.3~1.4的因子。各种文献中得到的 $v_0 \approx 1 \sim 1.5 \text{ m/s}$ 。随机运动的均方根速度的一个分布示于图(6.19a)。实验中 v_0 的值大约为

$$v_0 \approx 1 \sim 2 \text{ m/s} \quad (6.7.2)$$

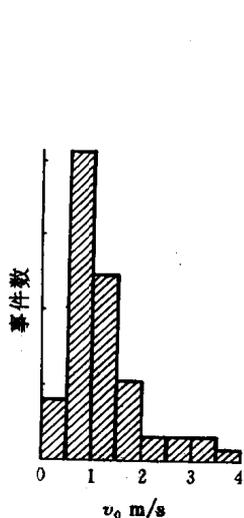


图 6.19a 随机运动的均方根速度 v_0 的实验数值的分布

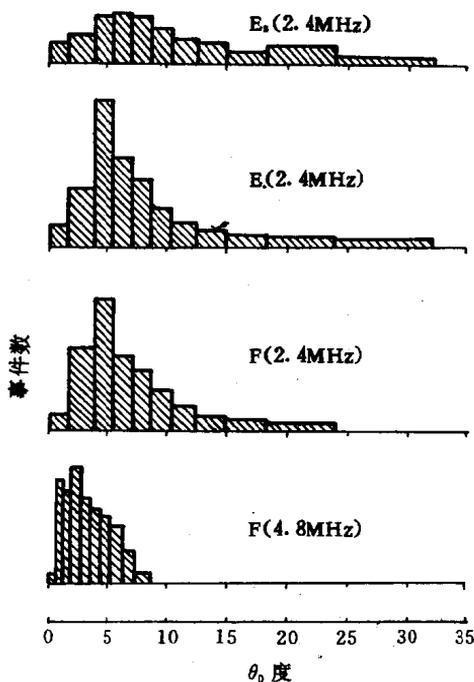


图 6.19b 散射波角谱宽度 θ_0 的实验数值的分布

某些观测表明, v_0 有随高度增加的趋势。

实验测得的 θ_0 的分布如图(6.19b)所示, 实验表明, θ 与波长 λ 成比例, 且与(6.4.6)式符合很好。在电离层 E 层和 F 层, θ_0 的典型数值是

$$\theta_0 \approx 1 \sim 5^\circ \quad (6.7.3)$$

由此得到在 100km~120km 处的反射区半径 ρ_0 约为

$$\rho_0 = z\theta_0 \approx 2\text{km} \sim 20\text{km} \quad (6.7.4)$$

在 E 层和 F 层的不均匀体尺寸 ξ_0 约为

$$\xi_0 \approx 200\text{m} \sim 1000\text{m} \quad (6.7.5)$$

实验值 $\xi_0 \approx 200\text{m} \sim 300\text{m}$ 。没有发现 ξ_0 对高度依赖关系。实验表明, 尺度为 ξ_0 的不均匀体一般是拉长的椭球体形状。它们沿磁场方向排列。在 F2 层, 椭球体的半轴之比大约为 2:1:1, 根据某些资料, 较大的不均匀体具有十到几十千米的线性尺寸, 其半轴比约为 4:2:1。超短波散射实验表明在 $z \approx 80\text{km}$ 高度甚至存在着 $\xi_0 \approx 5\text{m} \sim 8\text{m}$ 尺寸的不均匀体。而在射电天文观测中则得到了在 F2 层的较高部分存在着 $\xi_0 \approx 3\text{km} \sim 5\text{km}$ 的不均匀体。

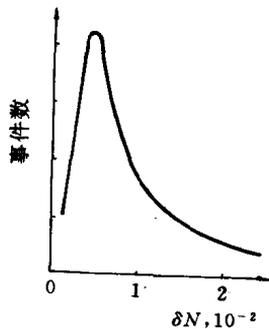


图 6.20 电子密度起伏 δN 的实验数值的分布

小尺度不均匀体的电子浓度对平均值 N 的偏离 δN 的变化范围为百分之几到千分之几, 而不太依赖于高度(图 6.20)。目前这些资料还不很可靠, 还需进一步观测研究。

§ 6.8 电离层不均匀体的漂移、电离层风

电离层不均匀体除随机运动外, 它本身还作有规则性的(有序)运动。人们通常称之为漂移或电离层风。不均匀结构的规则

运动过程是很复杂的过程,它们是各类运动和力的作用结果。例如它可能是等离子体在不均匀恒定地磁场 \mathbf{B} 中沿 ∇B 方向的漂移,也可能是等离子体在磁场中由于电离层沿高度和水平方向的不均匀而引起的沿 $\nabla N(x, y, z)$ 的漂移,也可以把这种运动归结为大气层中中性风的环流(中性粒子运动),也可能是几种原因的综合。

电离层风可以用实验方法测得。所有实验结果都是以对三类不均匀体的规则运动的研究为基础的,它们是线性尺寸 $\xi_0 \approx 60m \sim 1000m$; $\xi_0 \approx 1km \sim 10km$ 和 $\xi_0 \approx 30km \sim 100km$ 的电离云。线性尺寸 $\xi_0 \approx 100km \sim 1000km$ 及大于 $1000km$ 以上的大尺度不均匀体。

6.8.1 测量漂移速度的方法

目前,测量电离层风的方法大致有:跟踪流星的运动;分析长波台信号振幅的变化;同时在不同的点进行电离层的频率探测;同时在各个相互分开的点上记录电离层反射信号的振幅和相位;对分离的无线电辐射源进行相似的研究;在飞机上进行脉冲探测(飞机的速度调整到与电离层风的速度一致)等。

测量电离层风比较直接的方法是对无线电测量结果进行相关分析。在讨论信号的时间相关系数时,在 $V \neq 0$ 情况下曾得到如下公式

$$\rho_R(\tau) = \left[\frac{J_1\left(\frac{4\pi V\tau}{\lambda}\right)}{\frac{2\pi V\tau}{\lambda}} \right]^2 \quad \beta^2 \ll 1 \quad (6.8.1)$$

和

$$\rho_R(\tau) = \frac{J_1\left(\frac{4\pi V\tau}{\lambda}\right)}{\frac{2\pi V\tau}{\lambda}} \quad \beta^2 \gg 1 \quad (6.8.2)$$

由贝塞尔函数的性质, $\rho_R(\tau)$ 的零值与最大值分别是

$$\left. \begin{aligned} \frac{4\pi V\tau_0}{\lambda} &\approx 3.83, 7.01, 10.17, \dots \\ \frac{4\pi V\tau_m}{\lambda} &\approx 0, 5.1, 8.5, \dots \end{aligned} \right\} \quad (6.8.3)$$

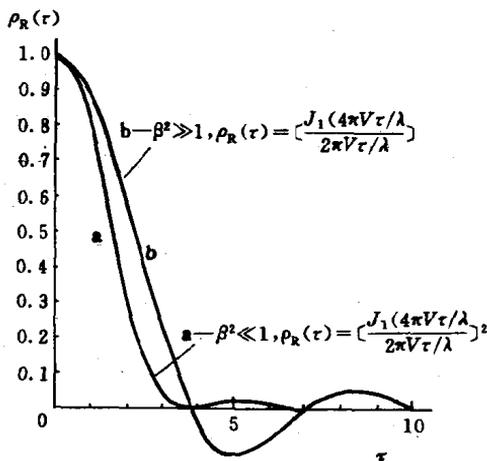


图 6.21 漂移粗糙屏散射信号振幅的自相关函数

$$\begin{aligned} a - \beta^2 \ll 1, \rho_R(\tau) &= \left[\frac{J_1(4\pi V\tau/\lambda)}{2\pi V\tau/\lambda} \right]^2, \\ b - \beta^2 \gg 1, \rho_R(\tau) &= \left[\frac{J_1(4\pi V\tau/\lambda)}{2\pi V\tau/\lambda} \right] \end{aligned}$$

这样由实验测得的 $\rho_R(\tau)$ 曲线将给出一系列的 τ_0 和 τ_m 值, 从而可以确定 V 的大小(图 6.21)。实际情况是必须既考虑随机运动速度的影响, 又要考虑漂移的影响, 使得 V 的确定比较复杂。为此, 人们通常采用另一种方法——三点法。

在地面两分开点 A 、 B 同时测量同一信号的振幅或相位, 二点的距离一般取 100m~200m 到几十千米, 甚至上百千米。在假

定 (a) 不均匀体形状在运动中保持不变, (b) $\overline{AB} < \xi_0$, (c) 绕射图形各向同性及“宁静”电离层条件下, 在两地可能观测到形状相似的振幅或相位曲线, 由此定出相似部分时间偏移 τ_1 (图 6.22 (a))。

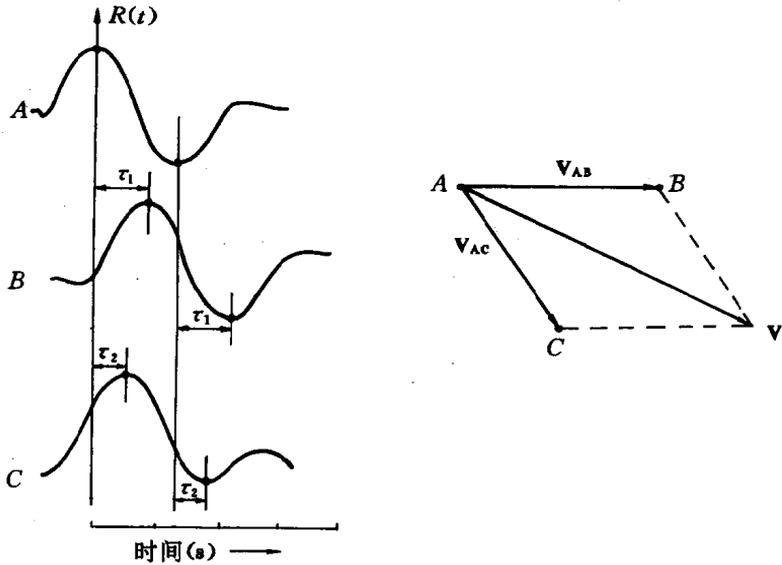


图 6.22(a) 由三个接收机(A, B, C) 得到的信号振幅曲线 $R(t)$

令 V_{AB} 为沿 AB 方向 V 的分量, 则

$$V_{AB} = \frac{AB}{2\tau_1} \quad (6.8.4)$$

上式中出现的系数 $\frac{1}{2}$, 是因为地面绕射图形的移动速度两倍于散射区域漂移速度(由反射的几何形状决定的)的结果。式(6.2.5)中的系数 2 亦是如此。同理在不位于 \overline{AB} 上的一点 C 测得 V_{AC} 为

AC 方向的速度分量, 则可以由 $\mathbf{V} = \mathbf{V}_{AB} + \mathbf{V}_{AC}$ 定出矢量 \mathbf{V} 的大小和方向。

当 A、B、C 三点间振幅或相位曲线之间无相似部分时, 一般采用计算信号振幅互相关(交叉相关)函数的方法决定 τ_1 及 τ_2 , 图 6.22(b) 给出一个计算实例。类似的方法也可用在相距几十甚至上百公里的几点上, 测量临界频率或某一固定频率虚高的时间偏移 τ , 定出漂移速度 \mathbf{V} 。

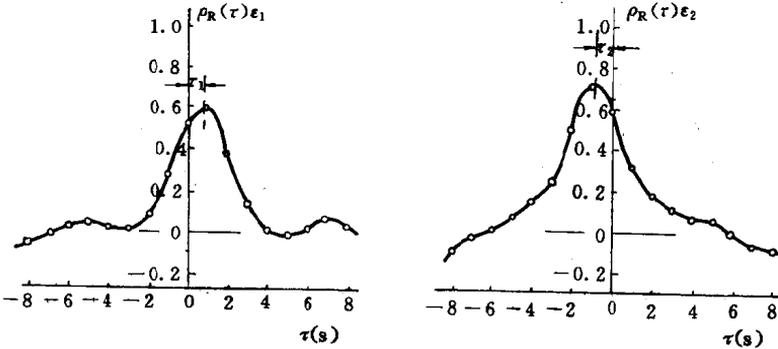


图 6.22(b) 根据两个相距为 ξ_1 和 ξ_2 的点记录的振幅曲线 $R(t)$ 算出的交叉相关函数

6.8.2 \mathbf{V} 的主要测量结果

用各种无线电方法测量的不同电离层高度上的电离层风速 \mathbf{V} 的水平分量有不同的特性。在低电离层 ($z = 80\text{km} \sim 130\text{km}$), 风速 \mathbf{V} 的水平分量强烈而随高度迅速变化(图 6.23)。当高度只变化 $5\text{km} \sim 6\text{km}$ 时, 风的性质有显著的不同。许多资料表明, 在此高度范围内, 中性分量和电离不均匀结构的速度彼此间有良好的相关。

在各种不同的条件下, \mathbf{V} 的绝对值从 $10 \sim 20\text{m/s}$ 变至 $300 \sim 500\text{m/s}$ 或者更大, 最典型的值是

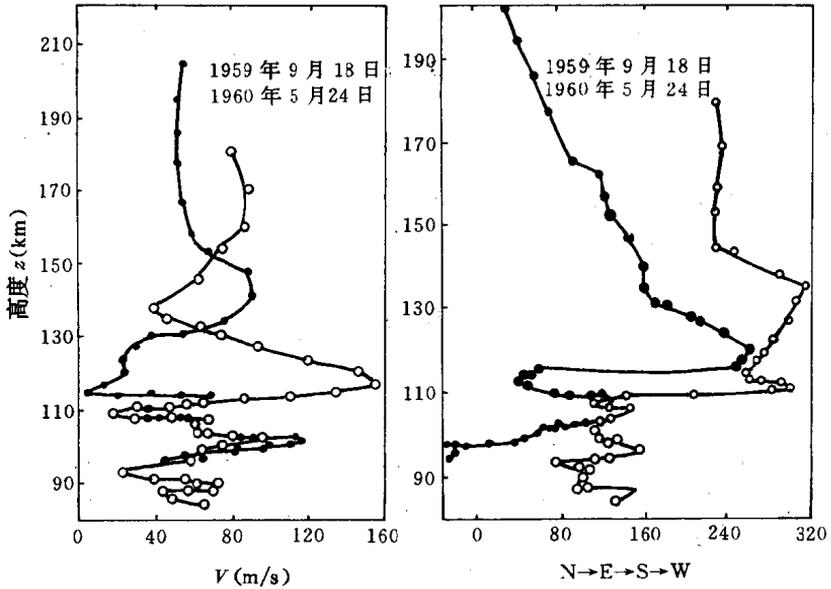


图 6.23 D区和E区内风速度和方向的高度依从关系

$$V_0 \approx 40 \sim 200 \text{ m/s} \quad (6.8.5)$$

较小的速度较多地出现在D和E层。

在各个高度和空间各点上,电离层风的方向随时间作更为复杂的变化。白天,在某些情况下,大约一分钟或更短的时间内,风的方向旋转 180° 。 V 的方向平均值随一天中的不同时间、季节和观测点的地理位置而剧烈变化。

当同时研究E层和 E_s 层的不均匀结构水平速度时,速度 V 的状态并非经常都是相关的。而同时研究F层的大尺度和小尺度不均匀结构的运动时,通常得出互相吻合的 V 的数值。特性尺寸为 $400\text{ km} \sim 500\text{ km}$ 和 $1000\text{ km} \sim 1500\text{ km}$ 的大尺度不均匀体在大多数情况下往西半球方向运动,而且常常有明显向南的运动。

大尺度不均匀体的垂直漂移具有从上往下的趋向(在

$z \approx 200\text{km} \sim 500\text{km}$ 的范围内)。

测量结果的傅立叶分析表明, E 层、F 层内的漂移速度都具有恒定为 12 小时和 24 小时的变化分量, 这些分量的运动方向及转动方向随时间和高度而改变。

D 层和 E 层的风速与地磁场影响无关。在 F 层, 速度在很大程度上随地磁活动指数 K 和磁纬变化而变化。在不同的实验中得到过 K 指数与速度之间的正、负和零值的相关。

§ 6.9 电离层不均匀体产生机理的某些探讨

关于电离层不均匀体产生机理的研究, 一开始人们就认为不均匀体可能是由于湍流引起的。最早直接导致相信湍流是产生电离层云状结构的原因之一是实验中发现, 来自银河系离散射电幅射源的信号强度, 经常由于电离层的不均匀结构, 特别是突发 F 层(F_s) 出现而起伏(射电星闪烁)。无论是射电源信号起伏出现的频率还是振幅的起伏, 都与 F_s 层出现的频率非常符合。另一方面, 实验也表明, 起伏强度随着电离层内风速度的增加而增加, 即随片流速度的增加而增加, 这一性质代表了雷诺数

$$R_e = \frac{u_0 z_0}{\nu_k} \quad (6.9.1)$$

增加将引起湍流加强。上式中 u_0 是厚度为 z_0 内的片流速度的差。 $\nu_k = D \approx \frac{1}{3} \bar{V} \Lambda$ 是动态粘滞系数(D 是扩散系数), \bar{V} 是粒子热平均速度; Λ 为自由程长度。湍流加强时, 电离层状态不是宁静的, 而是扰动状态。不均匀体特征尺度 ρ_0 大约为几千米, 它是宁静条件下观测到的小尺度不均匀体线性尺寸 ξ_0 的 10~15 倍。

湍流假设要求存在着相距为 z_0 的“壁”, 在“壁”附近, 粒子流速减少。电离层内不存在着这种刚性“壁”, 但实验表明, 在电离层内, 特别是在低电离层(80km 处), 存在着局部的, 足够狭窄的区

域,其中风沿高度有很大的梯度,甚至在从一个区域过渡到另一个区域时,梯度符号改变。这表明电离层中可能实际存在着明显的边界或“壁”。在这些“壁”之间,粒子流快速地运动着,在“壁”附近粒子被减速,于是粒子流引起了湍流。关于这些“壁”的物理特性怎样,这种解释本身是否正确,都不太清楚。

认为湍流是激起电离层不均匀体的机理的另一个重要原因是湍流的统计性质。由于湍流的特性,使得其中进行着旋涡的形成、消失和再形成的过程。在均匀和各向同性的湍流中,不均匀体压力起伏 Δp_s 由量纲关系

$$\Delta p_s \approx \rho (v_s)^2 \quad (6.9.2)$$

决定。式中 ρ 是介质密度,而 v_s 是旋涡运动的随机速度。压力起伏将导致介质密度的起伏和电子浓度的起伏 $\frac{\Delta N}{N}$ 。假定

$$\frac{\Delta p_s}{p} \approx \frac{\Delta N_s}{N} = \delta N_s \quad (6.9.3)$$

由以上两式可得

$$\delta N_s \approx \frac{v_s^2}{\bar{v}^2} \quad (6.9.4)$$

\bar{v}^2 是 v_s 的均值的平方。由于旋涡形成过程的统计性质,在电子浓度起伏 δN 上散射的信号将服从瑞利定律。

实验证明,使用湍流理论解释电离层不均匀体激发机理时,在低电离层低部(80km~130km)(6.9.4)式能较好地满足,在较高的高度上结果可能相差甚远(可达 $10^3 \sim 10^4$ 倍)。因此,直至 130km~150km 处,“宁静”电离层小尺度不均匀体可能是由湍流引起的。同时,湍流理论可能用于解释 F_s 层的出现,在 F_s 层中,不均匀体尺度可达几千米,其随机运动速度可增大 5~10 倍。

§ 6.10 电离层不均匀体研究的近况

电离层不均匀体的观测与形成机理研究一直是电离层研究中

最活跃的领域之一。近十几年来,随着卫星、火箭、非相干散射雷达的出现及无线电探测技术的发展,电离层不均匀体的研究进入了一个崭新的时代,得到了许多新的现象和结果。

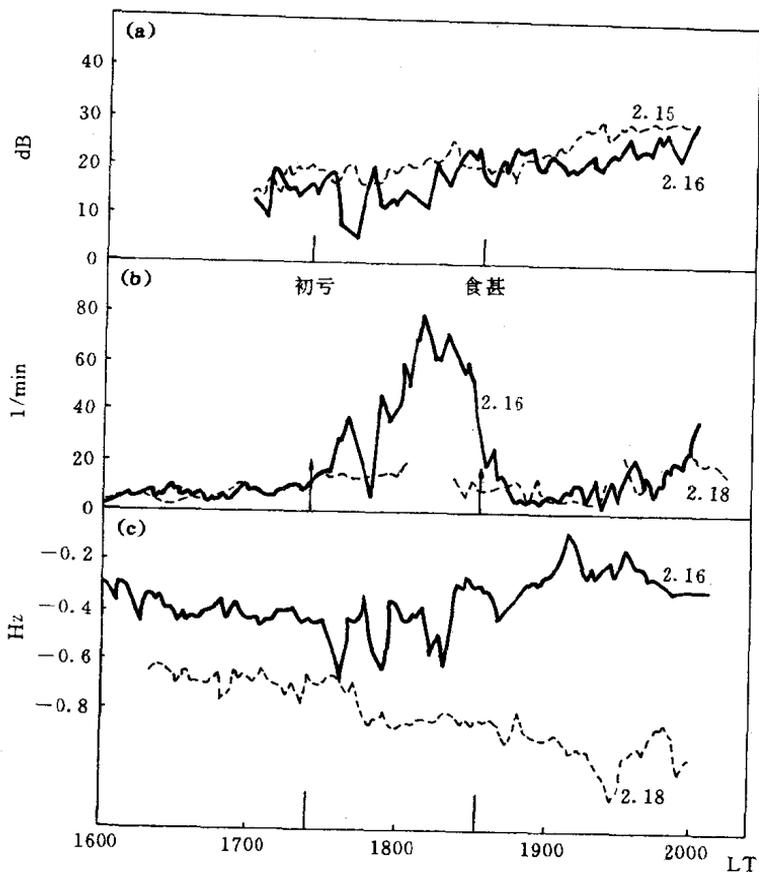
6.10.1 射电星闪烁

如前节所述,银河系射电源(幅射源)穿越电离层时,由于电离层不均匀体的作用,其振幅将发生起伏,通常称之为“闪烁”(scintillation)。造成闪烁的不均匀体一般位于 250km 高度以上的 F 层,有时可能处于 F2 层峰以上,通常的地面探测不能达到,只能用卫星信标技术和卫星顶部探测来观测它。闪烁导致了电离层不均匀体产生的湍流理论。

现代闪烁观测结果表明:对 45MHz 信号产生闪烁的不均匀结构的高度大约为 400km,尺度为几千米,有 100m/s 以上稳定的漂移速度。夜间闪烁的观测趋向证明以上结果,但一些低仰角闪烁同 E_s 层离化和 E 层不均匀结构有关。长期观测指出闪烁主要在夜间出现。其产生率在太阳黑子高年比低年要大。而扩展 F 的太阳周期相关性则与之相反,高年出现扩展 F 的频率低于低年。卫星观测发现产生闪烁的区域与磁纬有关。当信号穿过极光纬度上的电离层时闪烁特别明显。

形态学研究证明:极区和赤道电急流地区闪烁最强,中纬地区闪烁较弱且很少出现。在赤道地区磁赤道 20° 以内,在晚上以春秋分点出现闪烁的极大值。信号衰落(起伏)一旦开始通常要持续数小时,且衰落很深(振幅极大值和平均值之差达 2 倍以上)。衰落周期约为 1~8 分钟。不均匀结构尺度在东西方向上为 100m~400m,沿地磁场在南北向有明显的拉长(约为 60 倍)。电子密度与东西向电场的起伏呈现静电学波动过程。

极区闪烁多发生在位于 60° 磁纬以内的极光卵形区(极光椭圆)内。闪烁在夜间出现极大值。极区闪烁比赤道要快,其衰落周期约为 1~3 秒。峰-峰变化达 15dB(振幅变化 6 倍)。



有两种机制能解释赤道电急流中激起的不均匀结构(E层不均匀体)。它们是被称为双束(流)不稳定性和梯度漂移(也称 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 或交叉场不稳定性)的等离子体不稳定性理论。用动量定理修正的双束不稳定性理论已证明对于在锥角 θ 中传播的波,当波长较短及足够大的漂移速度时,等离子体是不稳定的,结果电子-离子相对漂移速度在波方向上的分量大于离子声波 $c_s = \left[\frac{K(T_e + T_i)}{m_i} \right]^{\frac{1}{2}}$ 。与电子和离子等温的无碰撞无磁场的等离子

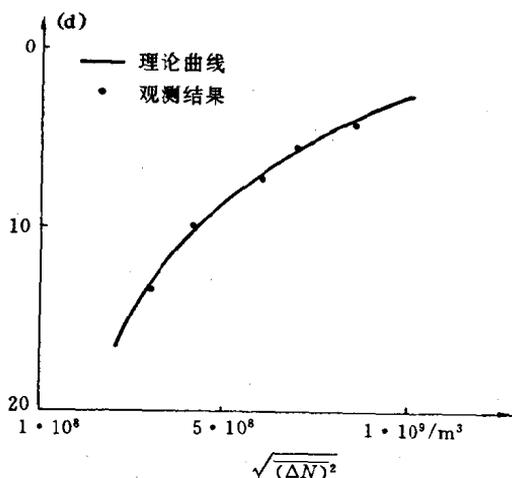


图 6.24 (a)1980 年 2 月 16 日日食时记录的信号振幅与(b)衰落频率 F_d 曲线。振幅信号突然变小及 F_d 增大,表明有散射存在。(c)为 HF-Doppler 频移曲线。(d)利用散射理论计算结果与实验值对比。

体相比,该不稳定性门限值相当小。Farje 已证明,不稳定性的最大线性增长率发生在量级为 3m 的波长上。因此,双束不稳定性对短波长是比较重要的。对于长波长有最重要影响的是梯度漂移。这种不稳定性最初在实验室等离子体研究中被发现。它类似于“重力槽”不稳定性,重力槽(沟)不稳定是密流体位于疏流体之上由重力产生的。当等离子体在电离密度中具有梯度并且在垂直于密度梯度方向上有不同的电子及离子漂移时,梯度漂移不稳定性会产生。在赤道电急流范围内,离子作碰撞为主的运动,而电子基本上是无碰撞地穿过磁等离子体。电子漂移速度比离子要快,二者以不同速度在垂直于梯度方向漂移。故在赤道电急流中可以形成梯度漂移型不稳定性。上述两种不稳定性将在赤道电急流区激发 E 层不均匀结构并对射电星产生“闪烁”。高纬极区的“闪烁”被认为除了以上两种不稳定性激起不均匀体外,进入极光电离层的高能粒子沉降激起不均匀体也可能是一个重要的原因。

1980年2月16日日食时,本校低电离层物理研究小组观测到月影掩遮太阳活动区域时,可在低纬E层激发出不均匀体,并散射无线电波信号(图6.24)。这种不均匀体的产生可能与带外向带内的对流运动有关。不均匀体的电子浓度起伏 $\overline{\delta N^2} \approx (0.05 \sim 0.1)$ 。

6.10.2 扩展F层

电离层中除了E层不均匀结构外,F层也存在小不均匀结构。在电离图上经常可以观测到如图6.25形状的描述。描述不再是清晰的,而是持续时间相当长的许多脉冲的重叠。F层经常出现这种现象,故被称为扩展F(层)。扩展F层一般分为两类:一类是“频率扩展”(图6.25(a)),其描述的高频端出现分岔或模糊不清。

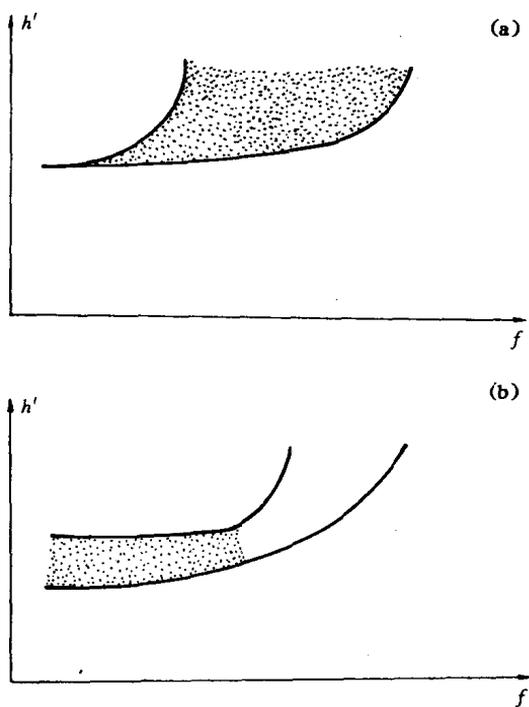


图 6.25 扩展 F 的描述, (a) 频率扩展, (b) 高度扩展

它在高纬地区最容易观测到。扩展覆盖的频域 Δf 与不均匀结构的电子浓度起伏 δN 一般地有 $\frac{\Delta f}{f_0 F2} = \frac{1}{2} \delta N$ 的关系。另一类是“高度扩展”(图 6.25(b))。在远低于 $f_0 F2$ 的频率上,两条或多条具有不同的虚高的描述,它在较低纬度上比较普遍。

扩展 F 出现率的地理分布如图 6.26 所示。有两个极大区域存在,一个是赤道地区,仅在夜间出现。另一个在极区。在纬度 $20^\circ \sim 40^\circ$ 之间很少观测到扩展 F。

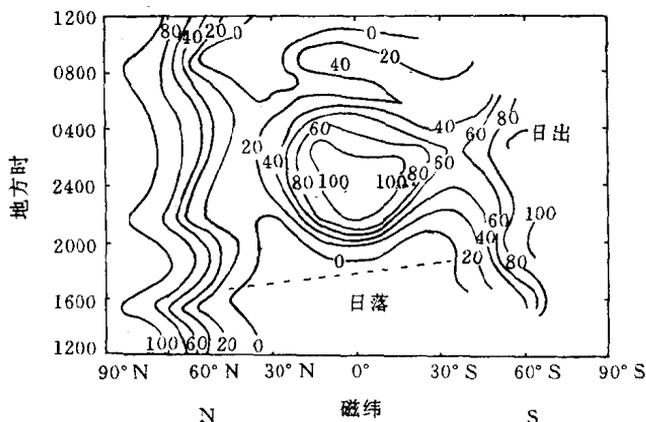


图 6.26 扩展 F 的出现率

赤道扩展 F 属于图 6.26(b)所示的“高度扩展”型,一个典型的例子示于图 6.27,它是在秘鲁的 Jicamarca 用非相干散射雷达观测的不均匀体散射回波。它们的空间谱从几米到几千米。而且随 k^{-2} 变化 ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 是波数)。不均匀体沿磁力线拉得很长。一般在夜间出现。不均匀体有的在 F2 层峰下部形成,有的则一直上到 800km 还存在,且回波以“羽毛”的形状与 F2 层峰相连。当赤道 F 层很高时,例如层的底高在 300km 以上时,“羽毛”状的扩展

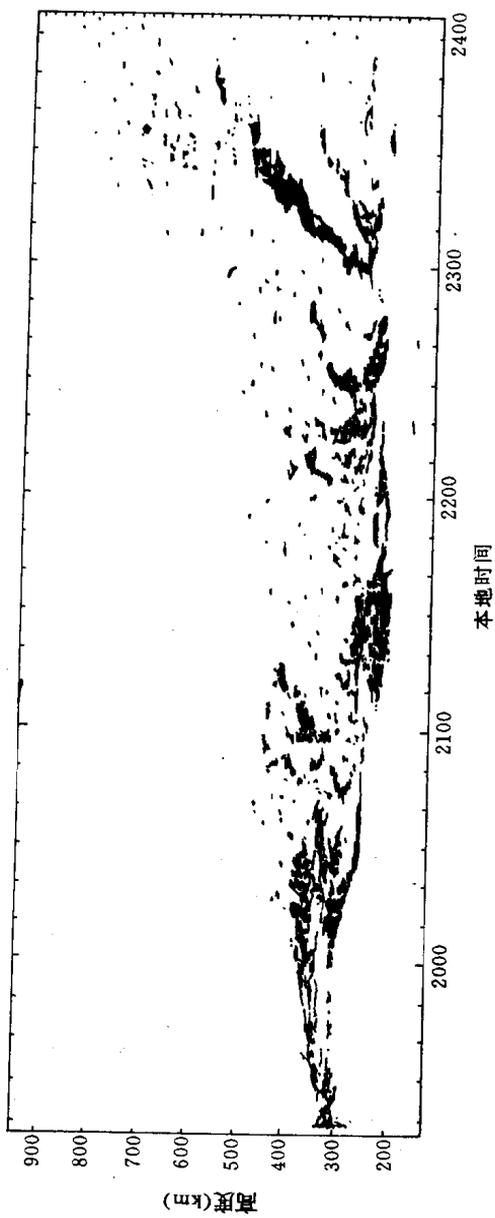


图 6.27 在秘鲁 Jicamarca 用非相干散射雷达观测的不均匀体散射回波

F 不均匀体才出现。在回波图上向右倾斜。

赤道扩展 F 的产生据称是 F 峰底部低电子密度不均匀体〔汽泡(bubble)〕上升留下的“航(痕)迹”(图 6.28)。其过程大致如下(见图 6.29)。在 F 峰顶电子浓度最大, 设其浓度 $n_2 > n_1$, n_1 为峰下的电子浓度, 假定它们之间有尖锐的分界面 AB, 且 ∇n 方向向上。因为 $n_2 > n_1$, 电子分布呈不稳定的状态。在重力 mg 作用下, 电子向下运动而产生重力电流, 与地磁场 \mathbf{B} 的作用将有向东的电流 $\mathbf{J} = \frac{nm\mathbf{g} \times \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2}$, n 为电子的数密度, m 为电子质量。电流 \mathbf{J} 在 n_1, n_2 的分界面 AB 上向东输送正电荷, 在东边侧将积累正电荷, 西边侧剩下相反的电荷, 于是产生极化电场 \mathbf{E}_p 。左边极化电场与 \mathbf{J} 同向, 合成电场 \mathbf{E} (即被加强的东向电流 \mathbf{J}) 与 \mathbf{B} 作用产生向

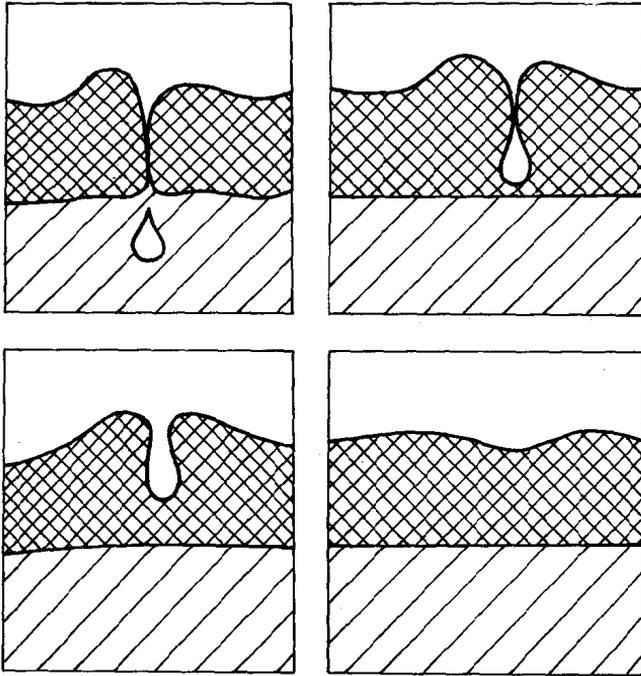


图 6.28 Bubble 的上升过程

上的力 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, 于是低电子浓度的区域上升。按图 6.28 方式通过 F2 顶峰而留下不均匀体的航迹。其对电波的散射回波出现“羽毛状”的回波。随着时间推移,“气泡”上升时散射回波有向右倾斜的趋势。同时,如前所述,当在离化梯度的垂直方向上有电子离子的不同漂移时,将产生梯度漂移或交叉场不稳定性并引起“气泡”扰动的增长。因此人们认为“羽毛”状扩展 F 描述是 F2 峰底部低电子浓度区域在 R-T(瑞利-泰勒)和 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 不稳定性作用下产生的不均匀体散射信号的结果。火箭 in situ 实验观测表明,在 F2 峰顶底部确实存在着低电子浓度的“凹”沟。R-T 线性不稳定条件是 ∇n 反平行于 \mathbf{g} , 且 ∇n 与 \mathbf{g} 二者都要垂直于 \mathbf{B} , 而另一种不稳定条件则要求 ∇n 必须反平行于 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向, (扰动的右半部满足此条件), 这两种不稳定性过程都包含有静电场(极化场)的扰动。白天, E 层的高导电性可能中止这些极化场(电荷不能堆积)。但日落后, F 层磁力线不再是良导体, 从而 E 层不参与等离子体不稳定性有关的运动。于是扩展 F 大多恰好在日落后开始出现。

有人把“气泡”的起因归咎为内重力波的破碎。当垂直于磁力线的重力波相速分量与等离子体速度相匹配时, 将发生“空间谐振”, 于是产生大的等离子体密度的变化。但它的作用仅限于激起扩展 F 中大尺度不均匀体的开端(“种子”)作用。一旦激起这些

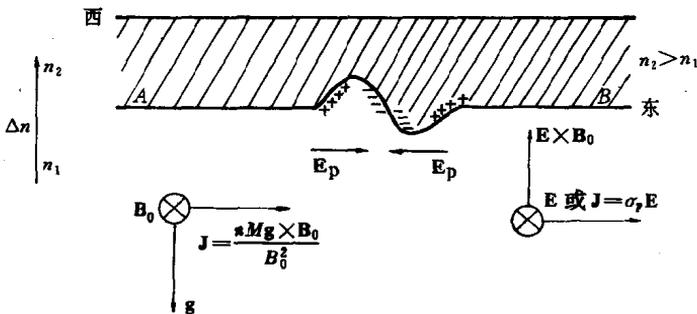


图 6.29 Bubble 形成简图

不均匀体。它们可能中断重力电流与裴德森电流,而发展使低等离子密度范围上升的扰动电场。

已有人报道了不均匀体同 Fe^+ 离子存在的联系。认为这种长寿命的金属离子引起的导电率结构改变将导致大尺度的不均匀结构($>10\text{km}$)。并建立起电场和(或)等离子体压力中的梯度。它们激发引起小尺度不均匀体的其他不稳定性。

在中纬地区,扩展 F 很少出现,要出现大半也是在夜间。在磁极附近,扩展 F 几乎在冬季昼夜 100% 的时间里出现。在夏季晚上,扩展 F 的出现率仍很高。但在中午前后仅为 50% ~ 60%。已证明,高纬扩展 F 与极光活动有正相关。且高纬地区沉降电子的直接离化可产生极区的不均匀结构。

第七章 电离层的气象控制

本世纪 60 年代以来,实验与理论都表明,必须将电离层和低层大气作为整体予以研究。只有这样才能真正地将电离层的物理过程、化学过程研究清楚。能量从低层大气通过重力波,潮汐和行星波等流体运动垂直向上输送到上层是完全可能的。大气中各种波动过程将能量、动量输送至电离层高度,由于中性大气与电离层的相互作用,将影响电离层的状态,控制电离层的物理、化学过程。因此电离层除受太阳辐射,地磁变化的影响外,还要受到诸如大气波动,大气环流状态等气象参数的影响,即受到下层大气的“气象控制”。电离层“气象控制”的重要例子是电波吸收的“冬季反常”。冬季,大气行星波的波动过程与大气平均运动的能量交换将改变中层大气环流,从而改变大气化学成分的分布。同时低电离层背景大气动力学状态也发生变化。两种变化直接影响低电离层的光化反应中的产生率和有效复合系数,使 D 层电子浓度增多,电波吸收冬季较夏季“反常”地增高。

重力波上升到电离层高度时,不仅低电离层受到影响,电离层 F 层在重力波的作用下亦有影响。大气层可以看成是一个滤波器,可以把大气波动中的高频成分(声波)滤除,而低频分量——重力波可贯穿到 F 层,且受到离子阻尼,波将能量传给离子,使离子基本上绕磁力线运动而改变等电子浓度的高度,产生电离层的行进式电离层扰动(TID)。以下将分叙这些波动对电离层的影响。

§ 7.1 电离层行进式扰动(TID)

如第二章所述,核爆能激发声重波,声重波可以水平传播很远。实验报道在高纬地区极光与地磁活动期间,极光电急流也能激发声重波,由极区向赤道地区传播,并影响电离层,产生如图 7.1 所示的 TID。它是用高频多普勒技术,在相距几百千米的几

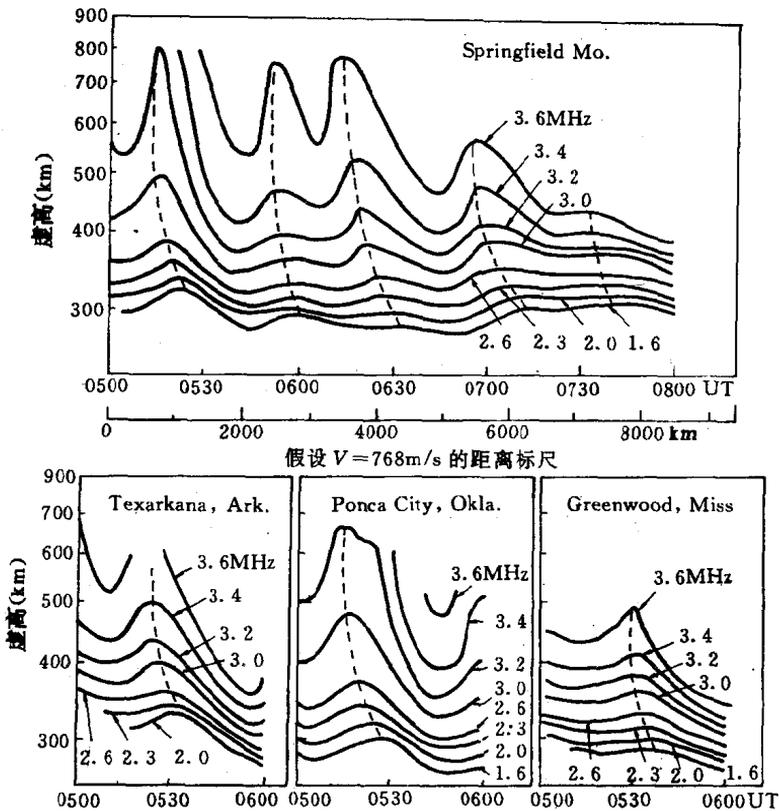


图 7.1 在几个相隔几百千米的地方用高频多普勒探测到的重力波

个地方观测的结果。除此之外，检测电离层 TID 的手段还有：(a) 用电离层探测仪在固定频率上对虚高连续观测；(b) 后向散射；(c) 总电子含量测量 (TEC)。由图 7.1 可见，波动具有 30 分钟或更长的周期，水平波长几千公里，水平相速为 $400 \sim 700\text{m/s}$ 。且扰动在 F2 层最明显。图 7.2 给出在不同地点 (纬度不同，从上到下，纬度降低) 观测到的 f_0F_2 形状相似的振荡。随着纬度减少，时延增加。在其中一个台站 (圣·桑丁) 的非相干散射结果表明，离子垂直漂移速度和温度亦有类似的振荡 (点线表示未扰动期间的平均值)。

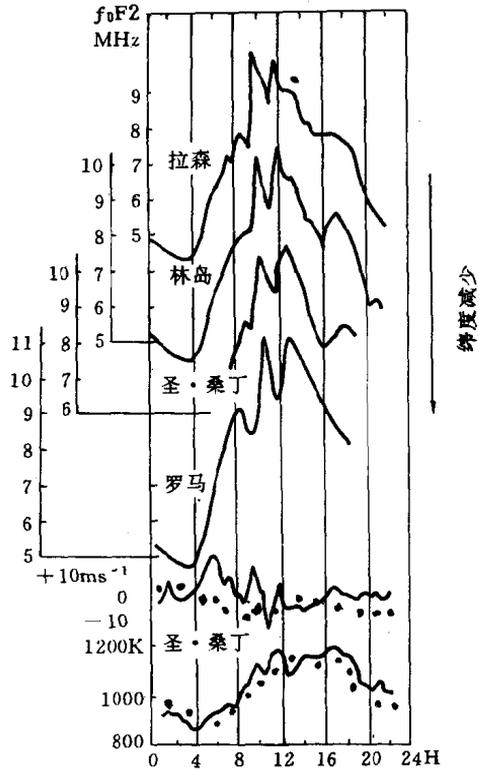


图 7.2 TID'S 一例

§ 7.2 电离层 F 层中的内波

极区 (或其他源) 激发的声重波在水平传播过程中，在中性粒子密度、压力和速度中引入扰动。由于大气过程中的变化，电离层高度上的中性大气扰动会进一步激起电离浓度的变化。在 F 层中，如下关系成立 [见第二章 (2.4.12)]

$$\mathbf{V}_i = \frac{(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}}{B^2} \quad (7.2.1)$$

式中 \mathbf{B} 是外磁场。

令电子浓度为

$$\left. \begin{aligned} N &= N_0(z) + N'(\mathbf{r}, t) \\ \text{离子速度} \quad \mathbf{V}_i &= \mathbf{V}'_i \end{aligned} \right\} \quad (7.2.2)$$

式中 N_0 为浓度的未扰部分, 仅是 z 的函数, 且是水平分层的。 $N'(\mathbf{r}, t)$ 为扰动部分, 是空间与时间的函数。将(7.2.2)式代入连续性方程

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N\mathbf{V}_i) = 0 \quad (7.2.3)$$

线性化后得

$$\frac{\partial N'}{\partial t} + \nabla \cdot (N_0\mathbf{V}_i) = 0 \quad (7.2.4)$$

其中已考虑到 $\frac{\partial N_0}{\partial t} = 0$ 以及略去高阶小量 $\nabla \cdot (N'\mathbf{V}'_i)$ 。因为考虑的唯一过程是由(7.2.1)式给出的波感生的电离速度的作用, 所以方程(7.2.4)能极大地简化。在无损耗等温大气中, 受扰动的中性粒子速度必然指数增长。实际上, 大气粘滞性及热传导过程将近似地抵消这种增长。

设中性速度 \mathbf{V} 的扰动为

$$\mathbf{V} \propto e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (7.2.5)$$

联立(7.2.1)式与(7.2.4)式可求得浓度扰动 N' 为

$$N' = \frac{1}{\omega} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} + j\mathbf{b} \cdot \mathbf{z}_0 \frac{\partial}{\partial z}) N_0 \quad (7.2.6)$$

式中 $\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B}$, $\mathbf{z}_0 = \frac{\mathbf{z}}{z}$ 分别为磁场方向及垂直方向上的单位矢量。由上式可见电离扰动正比于沿磁场的中性速度分量 $(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B})$ 。在电离层峰值区, $\frac{\partial N_0}{\partial z} = 0$, 或者在磁赤道上, $\mathbf{b} \cdot \mathbf{z}_0 = 0$ 。(7.2.6)式括号中的第二项为零, 且

$$N' = \frac{1}{\omega} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B})(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}) \quad (7.2.7)$$

扰动电离浓度 N' 与中性粒子速度 \mathbf{V} 是同相的。而一般地, N' 和 \mathbf{V} 是反相的。相位(括号中的第二项)滞后依赖于背景电离中的垂直梯度 $\frac{\partial N_0}{\partial z}$ 及垂直波长的相对大小。

如果令 \mathbf{V}_d 是电离的扩散速度。则还应考虑 $N' \mathbf{V}_d$ 的影响。这将引入附加位移。图 7.3 示出了这种影响, 可见相位差是非常明显的。

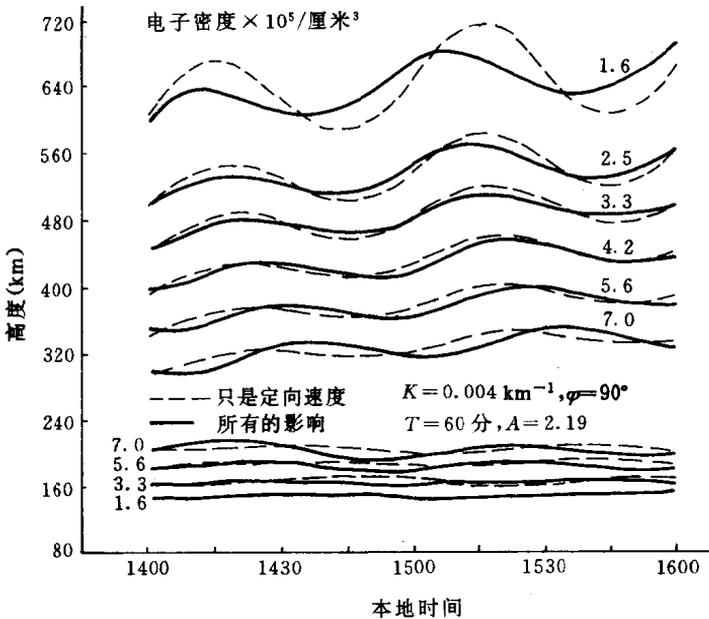


图 7.3 存在内重力波时的等电离浓度曲线, 虚线是用式(7.2.6)计算出来的, 实线是通过数值方法解连续性方程计算出来的

由图可见, 在不同高度上, 等电子浓度面产生了起伏, 并引起

反射信号的相路径(或多普勒频移)有如图 7.1 所示的类波变化。有时,一个扰动量级的波可能引起超过此扰动量级的很大的电离变化。图 7.3 中用虚线画出了由(7.2.6)式得到的电离曲线。实践证明,电离层中的 TID 确实是内波按本节讨论的方式驱动的,是声重波在电离层中的表现。

§ 7.3 内重力波对无线电波信号产生的 高频多普勒(HF-Doppler)频移

内重力波在电离层中传播时,会引起等电子浓度面的起伏,并按(7.2.6)式变化。在斜投射情况下,电离层反射信号产生的多普勒频移由

$$\delta f = -\frac{f}{c} \frac{dP}{dt} \quad (7.3.1)$$

决定,其中:

$$P = \int_0^{h_r} \frac{\mu^2 dz}{\sqrt{\mu^2 - \sin^2 \theta_0}} \quad (7.3.2)$$

为相路径, θ_0 为电波入射角, μ 为折射指数, c 为光速, f 为电波频率, h_r 为电波反射高度。因为

$$\mu^2 = 1 - \frac{f_N^2}{f^2} = 1 - \frac{80.6N(z)}{f^2} \quad (7.3.3)$$

f_N 为等离子体频率, $N(z)$ 为电子浓度垂直分布剖面。当 $f^2 \gg f_N^2$ 时(在 F 层一般可以满足),可将(7.3.2)式中的分母按二项式展开为

$$(\mu^2 - \sin^2 \theta_0)^{-\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{\cos \theta_0} \left(1 + \frac{80.6N(z)}{2f^2 \cos^2 \theta_0} \right) \quad (7.3.4)$$

代入(7.3.2)式有

$$P = \frac{z}{\cos \theta_0} - \frac{80.6}{2f^2} \frac{(2\cos^2 \theta_0 - 1)}{\cos^2 \theta_0} \int_0^{h_r} N(z) dz \quad (7.3.5)$$

及

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \frac{1}{\cos\theta_0} \frac{dh_r}{dt} \left\{ 1 - \frac{80.6MN(h_r)}{2f^2} \right\} \\ &\quad - \frac{80.6M}{\cos\theta_0 \cdot 2f^2} \int_0^{h_r} \frac{\partial N(z)}{\partial t} dz \\ M &= \frac{2\cos^2\theta_0 - 1}{\cos^2\theta_0} = 2 - \sec^2\theta_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.3.6)$$

当垂直入射时, $\theta_0 = 0$, $M = 1$, 而 $1 - \frac{80.6MN(h_r)}{2f^2} = 1 - \frac{80.6N(h_r)}{2f^2} = \mu(h_r) = 0$, (7.3.6) 式中的第一项为零。于是

$$\delta f = \frac{-80.6}{2cf} \int_0^{h_r} \frac{\partial N}{\partial t} dz \quad (7.3.7)$$

在斜入射时, $\theta_0 \neq 0$, 因为在反射点 h_r 处波矢量与径方向垂直, $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$, 而(7.3.6)式中的第一项对应于 $\mu \cos\theta_0 |_{h_r} \cdot V_{\perp} = 0$ 。于是有

$$\delta f = - \frac{80.6M}{2cf \cos\theta_0} \int_0^{h_r} \frac{\partial N(z)}{\partial t} dz \quad (7.3.8)$$

在等电子浓度面上 $\frac{dN}{dt} = 0$, 由此得

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \mathbf{V}_e \cdot \nabla N(z) \quad (7.3.9)$$

\mathbf{V}_e 为电子运动速度, 在 F 层高度上, \mathbf{V}_e 亦满足

$$\mathbf{V}_e = (\mathbf{V} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} \quad (7.3.10)$$

\mathbf{V} 是中性大气扰动速度, \mathbf{b} 是磁场方向上的单位矢量。设 $N(z)$ 的扰动取(7.2.2)形式, 则

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial N'}{\partial t} \quad (7.3.11)$$

由此得出

$$\delta f = \frac{80.6M}{2cf} \cdot \frac{1}{\cos\theta_0} \int_0^{h_r} (v_x \cos I + v_z \sin I) \sin I \frac{\partial N_0(z)}{\partial z} dz \quad (7.3.12)$$

其中 I 为磁倾角, v_x 、 v_z 分别为中性速度 \mathbf{V} 的 x 及 z 分量。在低纬赤道地区, I 很小, 近似有 $\sin I \approx I$, $\cos I \gg \sin I$, 于是上式成为

$$\delta f = \frac{80.6MI}{2cf \cos\theta_0} \int_0^{h_r} v_x \frac{\partial N_0(z)}{\partial z} dz \quad (7.3.13)$$

假定波仍取(7.2.5)形式, 则 v_x 与 z 无关, 于是(7.3.13)式简化为

$$\delta f = \frac{80.6MI}{2cf \cos\theta_0} v_x \int_0^{h_r} \frac{\partial N_0(z)}{\partial z} dz \quad (7.3.14)$$

当 $N_0(z)$ 随时间变化可以忽略时, 积分项可认为是常数, 此时 δf 正比例于重力波速度扰动的水平分量 v_x 。

在中纬地区, 如武汉, $I = 44^\circ 42' \approx \frac{\pi}{4}$, 此时

$$\delta f \approx \frac{80.6M}{4fc} \frac{1}{\cos\theta_0} \int_0^{h_r} (v_x + v_z) \frac{\partial N_0}{\partial z} dz \quad (7.3.15)$$

一般地, $v_x \gg v_z$

故

$$\delta f \approx \frac{80.6M}{4fc} \frac{1}{\cos\theta_0} v_x \int_0^{h_r} \frac{\partial N_0(z)}{\partial z} dz \quad (7.3.16)$$

此时仍有

$$\delta f \propto v_x \quad (7.3.17)$$

因此在中、低纬, 电波信号的高频多普勒频移与重力波速度扰动的水平分量成正比。

在高纬, $I \approx \frac{\pi}{2}$, $\cos I \approx 0$, $\sin I \approx 1$, 此时

$$\delta f \approx \frac{80.6M}{4cf} v_z \int_0^{h_r} \frac{\partial N_0(z)}{\partial z} dz \quad (7.3.18)$$

结果是

$$\delta f \propto v_z$$

多普勒频移与速度扰动的垂直分量成正比。总之, 使用电离层高

频多普勒探测的方法可以检验电离层中的声重波扰动。据报道，实验中曾使用高频多普勒探测方法检测到在日食期间，由月影激发的大气声重波在电离层中的扰动。图[7.4(a)]示出1980年2

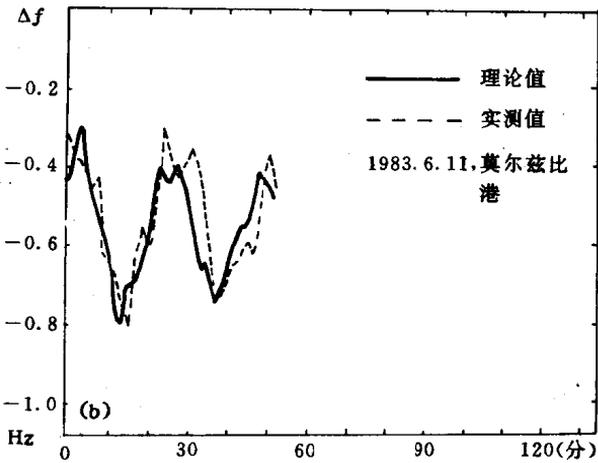
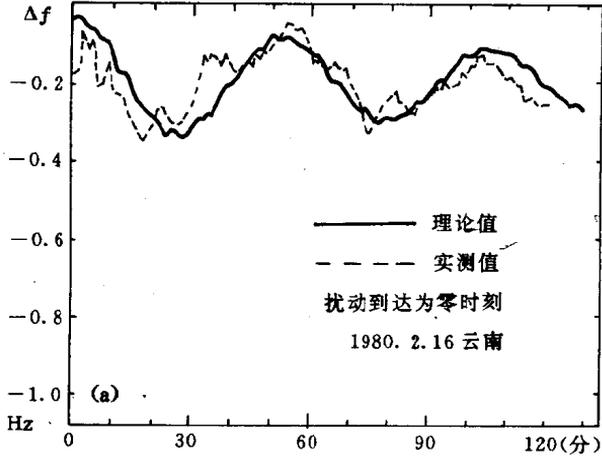


图 7.4 日食期间在低电离层中使用高频多普勒方法探测到的重力波扰动

月 16 日在我国云南边境地区检测到的无线电波的高频多普勒扰动及与理论计算结果的比较。图[7.4(b)]、图 7.5 分别为 1983 年 6 月 11 日在巴布亚新几内亚首都莫尔兹比港及 1987 年 9 月 23 日在武汉地区日(环)食期间所做的高频多普勒记录及理论计算的结果。

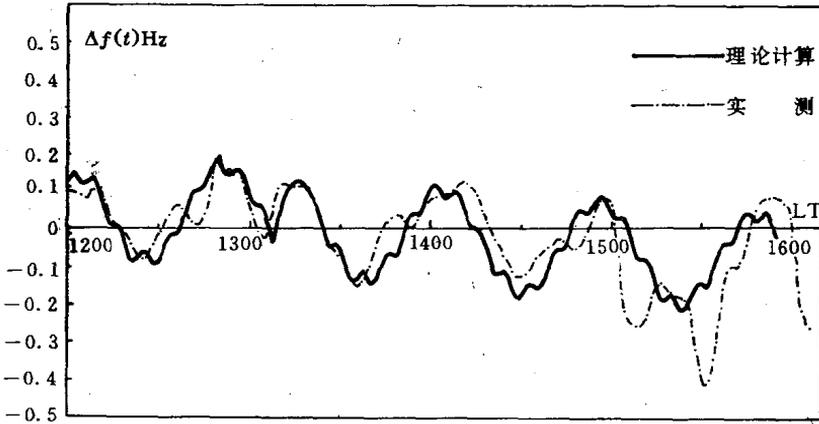


图 7.5 日环食时高频多普勒探测结果

§ 7.4 E_s 形成的风剪变理论

实验表明,在 E 层有时存在非常薄(数公里)的强电离层—— E_s 层。同时又称为“突发 E 层”(sporadic E)。 E_s 是电离层 E 层高度上的不均匀体,它的形状有时成为一个板块,完全掩蔽了上面的 F 层,有时它又是一块一块的,像“絮片”一样。 E_s 反射回波有如下特征

- (1) 出现时间是随机的;
- (2) 部分透明的,即也有从较高层上反射的回波;
- (3) 穿透频率随发射机功率变化;

(4) 虚高与频率无关。

由于虚高 $h'E_s$ 通常在大部分扫迹上与频率无关, 就可以认为它等于 E_s 层底的实际高度。

E_s “薄片”的范围可达几十千米或几百千米, 且以大约 500m/s 的速度漂移。中纬 E_s 似乎与地磁活动性之间没有多大关系。

在高纬地区, 有一种典型的 E_s 与极光有关。在极区, 尤其是在极光纬度上有时在夜间观测到稠密的、寿命相当长的电离层, 由于这种层并不具备 E_s 的判据, 通常称其为“夜间 E 层”。

在磁赤道附近, 观测到一种强烈地与赤道电急流有关的 E_s , 它对自高层反射的电波是部分透明的。这种赤道 E_s 不均匀体沿着磁力线排列, 它们可能是由产生于大尺度电急流的等离子体不稳定性引起的。

如在 § 2.3 中所述, 在上大气层, 重力波能在 100km 左右高度上产生风剪变。下面将要证明, 风剪变可以在 E 层高度上产生 E_s 。

令 x 、 y 、 z 坐标轴分别表示向北、向西和向上的方向, 于是 x - z 平面包含地磁场矢量 \mathbf{B} , 在稳态情况下, $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$, 由法拉第定律 $\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} = 0$, 可见 E_x 和 E_y 是常数。考虑第 α 种带电粒子(电子或离子)的运动方程

$$0 = Z_\alpha e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}) + m_\alpha \nu_\alpha (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_\alpha) \quad (7.4.1)$$

式中 Z_α 代表电荷的符号, 例如可取 ± 1 , ± 2 等等。上式中已略去了压力梯度项。考虑压力梯度项将导致扩散效应并影响电离浓度的分布。为简化分析, 假定中性风沿东西向(y 轴方向)吹。但在垂直方向上受到剪变。即 $\mathbf{V}_n = (0, V(z), 0)$, 由(7.4.1)式中的三个分量方程可解出中性风速度 \mathbf{V}_n , 并得到带电粒子速度的 z 分量方程为

$$v_{\alpha z} (\nu_\alpha^2 + \Omega_\alpha^2) = -Z_\alpha \Omega_\alpha \nu_\alpha V \sin\theta + \frac{Z_\alpha \Omega_\alpha^2 e}{m_\alpha \nu_\alpha} E_x \sin\theta \cos\theta$$

$$-\frac{e\Omega_\alpha}{m_\alpha}E_y\sin\theta + \frac{Z_\alpha e}{m_\alpha\nu_\alpha}(\nu_\alpha^2 + \Omega_\alpha\cos^2\theta)E_z \quad (7.4.2)$$

其中 Ω_α 为 α 种带电粒子的磁回旋频率, θ 是恒定磁场的极角。当 $\alpha = e$ 时, $Z_\alpha = -1$, (7.4.2) 式是电子方程; 当 $\alpha = i$ 时, $Z_\alpha = \pm 1$, 是离子方程。在 E 层高度, 对电子而言, $\Omega_e \approx 10^7$, $\nu_e \approx 10^5$, 此时有 $\Omega_e^2\cos^2\theta \gg \nu_e^2$, 由 (7.4.2) 式解出 E_z 为

$$E_z = -\frac{m_e\nu_e}{e\cos^2\theta}v_{ez} + \frac{m_e\nu_e^2\sin\theta}{\Omega_e\cos^2\theta}V - \tan\theta E_x - \frac{\nu_e\sin\theta}{\Omega_e\cos^2\theta}E_y \quad (7.4.3)$$

对离子有 $\Omega_i^2 \ll \nu_i^2$, 故由 (7.4.2) 可得

$$v_{iz}\nu_i^2 = -\Omega_i\nu_i V\sin\theta + \frac{e\nu_i}{m_i}E_z \quad (7.4.4)$$

又假定过程不产生显著的电荷分离和垂直电流。电中性要求 $N_i = N_e \equiv N$ 。不存在垂直电流和电中性导致 $v_{iz} = v_{ez} \equiv v_z$ 。将 (7.4.3) 代入 (7.4.4) 式使用 $m_i\nu_i \gg m_e\nu_e$ 关系, 再利用上述近似关系可得到

$$v_z = -\frac{\Omega_i}{\nu_i}V\sin\theta - \frac{e\sin\theta}{m_i\nu_i\cos\theta}E_x - \frac{e\nu_e\sin\theta}{\Omega_e m_i\nu_i\cos^2\theta}E_y \quad (7.4.5)$$

上式将中性风速 V 与电离运动速度 v_z 相联系。

没有风剪切时, E 层电离满足方程

$$q = \alpha N_0^2 \quad (7.4.6)$$

q 为产生函数, α 是复合系数, 假定大气水平分层, 即 $\nabla_{//} = 0$, 且 $\nabla = \frac{\partial}{\partial z}$, 在风剪变时, 连续性方程考虑了输送项后, 变成

$$\frac{\partial}{\partial z}(v_z N) = q - \alpha N^2 \quad (7.4.7)$$

假定 q 不变。将 (7.4.6) 式减去 (7.4.7) 式得

$$\frac{\partial}{\partial z}(v_z N) = \alpha(N_0^2 - N^2) \quad (7.4.8)$$

如果只考虑 N 的稳定值,令 z_0 表示电离达到极大或极小的高度,于是在 z_0 处 $\frac{dN}{dz}=0$, (7.4.8) 化为代数方程

$$\left(\frac{N(z_0)}{N_0}\right)^2 - \eta\left\{\frac{N(z_0)}{N_0}\right\} - 1 = 0 \quad (7.4.9)$$

其中

$$\eta = -\frac{\left(\frac{dv_z}{dz}\right)_{z_0}}{\alpha N_0} \quad (7.4.10)$$

是一无量纲的参量,表示通过风剪变由输送过程产生的电荷积累速度与复合过程损耗速率之比。方程(7.4.9)有解为

$$\frac{N(z_0)}{N_0} = \frac{1}{2}[\eta \pm (\eta^2 + 4)^{\frac{1}{2}}] \quad (7.4.11)$$

当 $\frac{dv_z}{dz}$ 在 z_0 处有大的负值时($\eta^2 \gg 4$), 输送过程对复合过程占优势,此时(7.4.11)简化为

$$\left. \begin{array}{l} \text{极大:} \\ \text{极小:} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \frac{N(z_0)}{N_0} = \eta \\ \frac{N(z_0)}{N_0} = \frac{1}{\eta} \end{array} \quad (7.4.12)$$

可见在 z_0 处的电离在极大处很大 $\approx \eta$, 而在极小处很小 $\approx \frac{1}{\eta}$ (η 是一个很大的值)。风剪切输送过程的电荷积累实质上是东西向运动电子在罗伦兹力作用下,从上下边向中间区域堆积的结果。

实验观测的 $\frac{N(z_0)}{N_0}$ 的变化范围为 1 至 10, E 层观测到的 $\left|\frac{dv_z}{dz}\right|$ 量级为 0.01s^{-1} , 如果取 $N_0 = 10^5\text{cm}^{-3}$, 则求出的 $\alpha = 10^{-8}\text{cm}^3/\text{s}$ 。此值与在日食时测得的 E 层的 α 低一个量级。研究表明此种偏差可能是由于存在不同反应速率的多种离子引起的。例如已测得 E_s 层中存在长寿命的金属离子 Fe^+ , Mg^+ 等,而

金属离子的 α 值一般是较小的。

§ 7.5 大气涡度方程、位涡守恒

电离层“气象控制”的重要表现之一是无无线电波的“冬季吸收反常”。产生反常的原因是有由低大气层向上的能量传输与耦合。大气行星波在解释高中纬平流层增温及其对冬季电离层 D 区吸收方面是比较成功的。与观测结果比较符合,因此,人们愈来愈重视大气行星波对中层大气和低电离层的影响。大气行星波的上传与控制低层大气的动力学方程——涡度方程有关。以下将要讨论控制大气运动的重要方程——涡度方程及位涡守恒定理。

7.5.1 大气涡度方程

假定大气状态由流体力学方程组(2.2.1)式至(2.2.4)式控制,在大尺度运动时,如果只考虑地球自转的作用,忽略粘滞项和离子阻尼项,取(2.2.1)式的旋度可得

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{v}) - \nabla \times [\mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v} + 2\boldsymbol{\Omega})] = -\nabla \times \left(\frac{1}{\rho} \nabla p \right) \quad (7.5.1)$$

式中已使用关系式 $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)$ 及 $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} + \nabla \left(\frac{v^2}{2} \right)$ 且 $\nabla \times \nabla = 0, \nabla \times \mathbf{g} = 0$ 。定义 $\mathbf{q} = \nabla \times \mathbf{v} + 2\boldsymbol{\Omega}$, 为三维绝对涡度,由此得到($\boldsymbol{\Omega}$ 与时间无关)

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{q}) - \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p \quad (7.5.2)$$

因为

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{q}) = (\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{q} - \mathbf{q} \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} (\nabla \cdot \mathbf{q})$$

及

$$\nabla \cdot \mathbf{q} = \nabla \cdot \nabla \times \mathbf{v} + \nabla \cdot 2\boldsymbol{\Omega} = 0$$

由此得到

$$\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{q}) = (\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{q} - \mathbf{q} \nabla \cdot \mathbf{V} \quad (7.5.3)$$

于是(7.5.1)式成为涡度方程

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{q} - (\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \mathbf{q} \nabla \cdot \mathbf{V} = -\nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p \quad (7.5.4)$$

令 ζ 为 \mathbf{q} 的 z 分量, 则关于 ζ 分量的涡度方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = & -\mathbf{V} \cdot \nabla (\zeta + f) - w \frac{\partial \zeta}{\partial z} - (\zeta + f) \nabla \cdot \mathbf{V} \\ & + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \alpha}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (7.5.5)$$

式中 u 、 v 、 w 分别代表流体元在 x (向东)、 y (向北)、 z (向上) 方向

的速度分量, f 为折力项, $\alpha = \frac{1}{\rho}$ 。

(7.5.5)式中的 $\mathbf{V} \cdot \nabla (\zeta + f)$ 称为绝对涡度平流项。这是由于绝对涡度的水平分布不均匀, 即 $\nabla (\zeta + f) \neq 0$, 及大气中的水平运动 ($\mathbf{V}_{//} \neq 0$) 引起的。

$$\begin{aligned} & -w \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \text{称垂直输送项;} \\ & -(\zeta + f)(\nabla \cdot \mathbf{V}) \text{称水平散度项;} \\ & \left(\frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} \right) \text{称倾斜项;} \\ & \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \alpha}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right) \text{称力管项。} \end{aligned}$$

力管项又称为大气斜压项, 是形成涡旋运动的最重要原因。此外, 水平方向有辐合 ($\nabla \cdot \mathbf{V} < 0$) 辐散 ($\nabla \cdot \mathbf{V} > 0$) 时, 也能引起大气涡旋运动。由涡度方程(7.5.5)可知, 大气运动的重要特征是涡旋运动, 这也是气象科学中一个极为重要的特征。

7.5.2 位势涡度守恒原理

由涡度方程可以得到大气运动中另一个极为重要的位势涡度

守恒原理。将连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) \quad (7.5.6)$$

代入涡度方程(7.5.4)得

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} - \mathbf{q} \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right) = (\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{V} - \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p \quad (7.5.7)$$

令 $\nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p = \mathbf{B}$, 是前述的力管项, 则(7.5.7)可简化为

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{q}}{\rho} \right) = \left(\frac{\mathbf{q}}{\rho} \cdot \nabla \right) \mathbf{V} - \frac{\mathbf{B}}{\rho} \quad (7.5.8)$$

考虑流体力学方程组中的热流量方程

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla s = \frac{\theta}{T} \quad (7.5.9)$$

θ 为加热率, s 是熵, 将(7.5.9)式取 ∇ , 可得

$$\frac{\partial \nabla s}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \nabla s + \frac{\partial s}{\partial x} \nabla u + \frac{\partial s}{\partial y} \nabla v + \frac{\partial s}{\partial z} \nabla w = \nabla \left(\frac{\theta}{T} \right) \quad (7.5.10)$$

因为 $s = s(p, \rho)$, 故有 $\nabla s = \frac{\partial s}{\partial p} \nabla p + \frac{\partial s}{\partial \rho} \nabla \rho$

$$\begin{aligned} \text{而} \quad \nabla s \cdot \mathbf{B} &= \nabla s \cdot \left[\nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p \right] = \nabla s \times \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \nabla p \\ \nabla s \times \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial s}{\partial p} \nabla p \times \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) + \frac{\partial s}{\partial \rho} \nabla \rho \times \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \\ &= \frac{\partial s}{\partial p} \nabla p \times \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \end{aligned}$$

所以有

$$\nabla s \cdot \mathbf{B} = \frac{\partial s}{\partial p} \left[\nabla p \times \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] \cdot \nabla p = 0$$

将(7.5.10)式点乘 $\frac{\mathbf{q}}{\rho}$, (7.5.8)式点乘 ∇s , 相加后得

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{q} \cdot \nabla s}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho} \mathbf{q} \cdot \nabla \left(\frac{\theta}{T} \right) \quad (7.5.11)$$

在绝热(等熵变化)情况下, 上式右端为零, 由此得到著名的位势涡

度守恒原理

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{q} \cdot \nabla \zeta}{\rho} \right) = 0 \quad (7.5.12)$$

$\frac{\mathbf{q} \cdot \nabla \zeta}{\rho}$ 称为位势涡度,位涡守恒对于大尺度运动有着重要的约束作用。

§ 7.6 罗斯比(Rossby)波的水平传播

第二章我们推导出罗斯比波的色散关系及相速。本节将继续讨论罗斯比波的传播特性,为此先引入 β 平面概念。

7.6.1 β -平面

在涉及到科氏力的大气运动时,经常引入科氏参数 $f = 2\Omega \sin \varphi$,它是由于科氏力的扭转作用而引入的参数。有时又称为折向参数或折向力(项)。由于折向力项是纬度 φ 的函数,将 f 在 y_0 点展成关于 y 的泰勒级数,在 y 较小时可略去高次项得到

$$f = f_0 + \frac{\partial f}{\partial y} (y - y_0) \quad (7.6.1)$$

$$\text{令 } \frac{\partial f}{\partial y} = \beta, f = f_0 + \beta(y - y_0)$$

在 z 坐标系统中一般把地球看作平面,在大尺度运动中,平面地球假定使误差增大。引进了 f 参数后,地球同样看成平面,但又考虑科氏参数的变化(线性变化),这样的平面称为 β 平面,使用 β 平面可以使大气运动中的许多问题的数学处理得到简化。由 β 定义知道

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{2\Omega \cos \varphi}{R_E} \quad (7.6.2)$$

在赤道地区 $\varphi = 0, f_0 = 2\Omega \sin \varphi_0 = 0$,如令 $y_0 = 0$,则得出赤道地区 β 平面近似为

$$f = \beta y \quad (7.6.3)$$

7.6.2 罗斯比数

大气运动通常关心的是所谓“大尺度”运动。“大尺度”运动是指那些显著地受到地球自转(即科氏力)影响的运动。为表征这种影响的程度而引入了罗斯比参数。

令 L 为运动的特征长度,即表征动力场水平方向变化的长度, U 为运动的水平特征速度。流体元以速度 U 运动,经过距离 L 所需的时间为 $\frac{L}{U}$,如果

$$\frac{L}{U} \ll \frac{1}{\Omega} \quad (7.6.4)$$

其中 Ω 为地球自转的角速度。在这种情况下,流体运动不受地球自转的影响,也就是说运动与科氏力无关。大气中的声波,次声波和重力波的运动就属于这种情况。反之,如果

$$\frac{L}{U} \gg \frac{1}{\Omega} \quad (7.6.5)$$

或

$$\frac{U}{2\Omega L} \ll 1$$

流体运动必然受科氏力的影响。令

$$R_0 = \frac{U}{2\Omega L} \quad (7.6.6)$$

为罗斯比数,我们把那些 L 足够大,使 R_0 之量级等于或小于 1 的运动定义为大尺度运动。对地球而言, $\Omega = 7.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$,一般 U 有 50 m/s 的量级, L 有 10^7 m 的量级,所以 $R_0 \approx 0.03$ 。如果考虑 Ω 的纬度变化, R_0 值可能稍大于此值。

7.6.3 静态行星波与行进式行星波

在正压大气情况下,(7.5.4)式的右边项 $\nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p = 0$,假定大气运动是无水平辐散的($\nabla \cdot \mathbf{v}_{//} = 0$),在大尺度运动情况下,

$R_0 = \frac{\zeta}{f} \ll 1$, 于是涡度方程简化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} - v \frac{\partial}{\partial y}\right) \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) + v\beta = 0 \quad (7.6.7)$$

利用小扰动理论, 令

$$\begin{aligned} u &= \bar{u}(y) + u' \\ v &= v' \end{aligned} \quad (7.6.8)$$

假定纬向气流是平均速度 $\bar{u}(y)$ 加上扰动 u' , 随纬度变化。 v' 是经向扰动气流速度, 这是与实际情况较接近的。

将(7.6.8)式代入(7.6.7)式, 略去高次项得到

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) + v(\beta - \bar{u}'') = 0 \quad (7.6.9)$$

为方便起见将扰动量的“'”号略去, 且 $\bar{u}'' = \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2}$ 。

罗斯比曾讨论过 $\bar{u}'' = 0$, u 不随 y 变化的情况, (7.6.9)式变为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right) + v\beta = 0 \quad (7.6.10)$$

令

$$v = A \exp[jk(x - ct)] \quad (7.6.11)$$

得到

$$c = \bar{u} - \frac{\beta}{k^2} = \bar{u} - \frac{\beta L^2}{4\pi^2} \quad (7.6.12)$$

其中 c 为相速, k 为波数, L 为波长。

(7.6.12)式称为正压波移动公式。选择适当的 k 值, 使 $c = \bar{u} - \frac{\beta}{k^2} = 0$, 相速为零。在西风带中, \bar{u} 通常为正值, 而 $-\frac{\beta}{k^2}$ 为负值, 上述关系容易满足。由 $c = 0$ 得出静止波动波长为

$$L_s = 2\pi \sqrt{\frac{\bar{u}}{\beta}} \quad (7.6.13)$$

利用上式, 相速 c 可写成

$$c = \frac{\beta}{4\pi^2} (L_s^2 - L^2) \quad (7.6.14)$$

由(7.6.14)式得到以下三种情况：

- (1) $L < L_s, c > 0$, 属前进波；
- (2) $L = L_s, c = 0$, 属静止波；
- (3) $L > L_s, c < 0$, 属后退波。

$L < L_s$ 的前进波又称为快波, 相速 c 比较大。 $L > L_s$ 的后退波亦称慢波, 其相速较小。在高纬西风带里, β 小, 经常可见 $c \approx \bar{u}$ 的情形。罗斯比根据大气中的平均流速, 算出了静止波长, 说明了全球存在着半永久性的活动中心, 相当于静止波, 即所谓的静态行星波。

利用(7.6.12)式, 将 $c = \frac{\omega}{k}$ 代入可求得群速为

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \bar{u} + \frac{\beta L^2}{4\pi^2} \quad (7.6.15)$$

由此可见, 群速总为正, 即由西向东传播。而相速则不然, 对于 $L > L_s$ 波来说, 其相速为负, 即由东向西传播, 这就是后退波。

由(7.6.13)和(7.6.15)两式求得

$$\frac{c_g - c}{\bar{u}} = 2 \frac{L^2}{L_s^2} \quad (7.6.16)$$

如果令 $\frac{c_g - c}{\bar{u}}$ 表示波动色散强度, 因 $c_g - c$ 总是正值, $c_g > c$, 可以使能量向前传播到扰动的下游而使下游有新的波产生。从上式可见, 色散强度是随波长的增加而增大, 而与静止波长成反比。

§ 7.7 罗斯比波的垂直传播

由于纬度不同太阳辐射存在差别, 因此地球大气层产生子午平均环流。在同一半球从夏季变为冬季时, 平流层与中层的风向都要从一个方向变成另一个方向。因此在春分与秋分时, 两个半球的纬向风应该比较弱, 实际观测也是如此。但观测资料表明, 季节风反转并不是简单的年循环, 而是半年性循环。这个纬向风的半年循环几乎是全球范围的, 振幅最大的是赤道附近的平流层顶。

在赤道附近的 32km 至 64km 上空,看不到有纬向风的年循环,而是半年循环。

目前行星波观测及分析最多的是赤道地区准两年振动及高纬的突发平流层增温。准两年振动是指热带 16km 至 32km 的子午风和温度有一个很强的振荡,周期约 26 个月。突发平流层增温指在一个短时间内,高纬度直至极区的风与温度的突发变化。例如在 1957 年 1 月 25 日至 2 月 9 日,人们发现平流层冬季绕极区低涡完全消失,而形成两个波,15 天内极区温度升高了近 50K,以上两种现象都与对流层中产生并向上传播到平流层的行星波有密切关系。以下讨论罗斯比波的垂直传播问题。

7.7.1 对数压力坐标中的流体力学方程组

1. 对数压力坐标

在几何上固定的坐标(例如 z 坐标)中,大气动力学基本方程的物理意义解释比较清楚,大气垂直高度坐标 z 与大气压力 p 存在着——对应关系,于是就以气压 p 来代替 z 坐标中的垂直坐标 z 。使用 p 坐标的优点是使流体力学中的基本方程写成较为简洁的不含密度 ρ 的表达式。除 p 坐标外通常还使用对数压力坐标,其优点在于坐标系中的温度递减率近于常数。一般定义

$$z^* = -H \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) \quad (7.7.1)$$

为对数压力坐标, $H = \frac{RT}{g}$ 是均质大气标高, p 为等压面坐标中的垂直坐标变量。 $p_0 = 1000\text{hPa}$ 为参考气压值,以 z^* 代替 p 坐标中的 p 作为垂直变量。

2. 在对数压力坐标中,大气运动方程可以写成

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} - \omega^* \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z^*} - \nabla \Phi - f\mathbf{k} \times \mathbf{V} \quad (7.7.2)$$

其中 \mathbf{V} 是水平风速, f 为折向参数, \mathbf{k} 为垂直方向上的单位向量, Φ 为等压面位势并有 $-\nabla \Phi = \mathbf{g}$, 静力方程为

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z^*} = \frac{RT}{H} \quad (7.7.3)$$

连续性方程是

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} - \frac{w^*}{H} = 0 \quad (7.7.4)$$

热流方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) T + w^* \Gamma = \frac{\theta}{c_p} \quad (7.7.5)$$

其中

$$\Gamma \equiv \frac{\partial T}{\partial z^*} + \frac{RT}{c_p H} = \frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z^*} \quad (7.7.6)$$

是静力稳定度参数, 在对流圈中 $\Gamma \approx 3^\circ \text{km}^{-1}$ 近于常数, 这就是对研究某些问题而言使用对数压力坐标的优点。

7.7.2 行星波垂直传播的纬向平均涡度方程与扰动位涡方程

在球坐标中, 求解水平运动时, 方程组(7.7.2)~(7.7.6)式成为

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (u \cos \varphi) + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ & \quad - 2\Omega \sin \varphi v + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = 0 \\ & \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u^2 + \sin \varphi}{a} \\ & \quad + 2\Omega \sin \varphi u + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = 0 \\ & \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + w \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\kappa T}{H} \right) \\ & \quad + w \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{\kappa T_0}{H} \right) = \frac{J}{c_p} \\ & \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) + \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{w}{H} = 0 \\ & \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{RT}{H}, \quad \frac{d\Phi_0}{dz} = \frac{RT_0}{H} \end{aligned} \right\} \quad (7.7.7)$$

其中 λ, φ 为经度、纬度; $z = -H \ln\left(\frac{p}{p_s}\right)$; $H = \frac{RT_s}{g}$: 标高; T_s : 平流层平均温度; T_0 : 基本状态温度, 它是高度的函数; T : 局地温度与 T_0 之差; $\Phi_0(z)$: 基本状态的重力位势; Φ 为局地重力位势与 Φ_0 之差; J : 单位质量的非绝热加热率; $\kappa = \frac{R}{c_p}$, 下标 s 表示平均值, $a = R_E$ 为地球半径。

将(7.7.7)式中第三式用 $\frac{\partial \Phi}{\partial z}$ 代替, 由于扰动 $T \ll T_0$, 与 $\frac{w\kappa T_0}{H}$ 相比可以略去 $\frac{w\kappa T}{H}$, 并将(7.7.7)式的前三个方程写成下列形式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (uv \cos \varphi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w u) \\ - 2\Omega v \sin \varphi = - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uv) + \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (v^2 \cos \varphi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w v) \\ + \frac{u^2 \tan \varphi}{a} + 2\Omega u \sin \varphi = - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial \Phi}{\partial z} \cos \varphi \right) \\ + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 w \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + w N^2 = \frac{\kappa J}{H} \end{aligned} \right\} \quad (7.7.8)$$

$N^2 = \frac{R}{H} \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{\kappa T_0}{H} \right)$ 为浮力频率, 并且 $dx = a_E \cos \varphi d\lambda$, $dy = a_E d\varphi$, a_E 为地球半径, 连续性方程为

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (v \cos \varphi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0 \quad (7.7.9)$$

我们把场量分成平均带状值及对平均值的偏离。在平流层

中,也把平流层的环流分成两部分,一部分是纬向平均气流(带状值),另一部分则是叠加在带状值上的波动。纬向平均的定义为:

$$\overline{(\quad)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\quad) d\lambda \quad (7.7.10)$$

例如,如果 ψ 表示任一物理量,则 $\psi = \bar{\psi} - \psi'$,将(7.7.8)式中各变量按此展开,并用(7.7.10)式逐个取平均,可得到对于纬向平均气流的一组方程

$$\left. \begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \right) \bar{u} - \left(2\Omega + \frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \right) \bar{v} \sin \varphi \\ & \quad = -\bar{F}_x \\ & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \right) \bar{v} + \left(2\Omega + \frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \right) \bar{u} \sin \varphi \\ & \quad + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\bar{F}_y \\ & \frac{\partial \Phi_z}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \Phi_z}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \Phi_z}{\partial z} + N^2 \bar{w} = \frac{\kappa \bar{J}}{H} - \bar{G} \\ & \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} \cos \varphi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}) = 0 \end{aligned} \right\} (7.7.11)$$

非齐次项 \bar{F}_x 、 \bar{F}_y 和 \bar{G} 都含有扰动量乘积的纬向平均,这些量称为扰动通量项(强迫作用项)并有

$$\begin{aligned} \bar{F}_x &\equiv \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'} \cos^2 \varphi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{u'w'}) \\ \bar{F}_y &\equiv \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'^2} \cos \varphi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{v'w'}) + \frac{\overline{u'^2} \tan \varphi}{a} \\ \bar{G} &\equiv \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'\Phi'_z} \cos \varphi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w'\Phi'_z}) \\ \Phi_z &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} \end{aligned}$$

而且认为 \bar{F}_x 、 \bar{F}_y 、 \bar{G} 是已知的,或者把它们用纬向平均气流的变量来表示。

由(7.7.7)式减去相应的(7.7.11)式,得扰动量的方程组为

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{\bar{D}u'}{Dt} - \left(2\Omega + \frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \right) \sin \varphi v' - \frac{\bar{v}u' \tan \varphi}{a} \\
 & \quad + v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} = -F'_x \\
 & \frac{\bar{D}v'}{Dt} + \left(2\Omega + \frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \right) \sin \varphi u' + \frac{\bar{u}u' \tan \varphi}{a} \\
 & \quad + v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \Phi'}{\partial y} = -F'_y \\
 & \frac{\bar{D}\Phi'_z}{Dt} + v' \frac{\partial \bar{\Phi}'_z}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{\Phi}'_z}{\partial z} + w' N^2 = \frac{\kappa J'}{H} - G \\
 & \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (v' \cos \varphi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w') = 0
 \end{aligned} \right\} (7.7.12)$$

式中

$$\begin{aligned}
 F'_x &= \frac{\partial}{\partial x} (u'^2) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial y} [(u'v' - \overline{u'v'}) \cos^2 \varphi] \\
 & \quad + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 (u'w' - \overline{u'w'})] \\
 F'_y &= \frac{\partial}{\partial x} (u'v') + \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} [(v'^2 - \overline{v^2}) \cos \varphi] \\
 & \quad + (u'^2 - \overline{u'^2}) \frac{\tan \varphi}{a} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 (v'w' - \overline{v'w'})] \\
 G &= \frac{\partial}{\partial x} (u'\Phi'_z) + \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} [(v'\Phi'_z - \overline{v'\Phi'_z}) \cos \varphi] \\
 & \quad + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 (w'\Phi'_z - \overline{w'\Phi'_z})]
 \end{aligned}$$

称为扰动相互作用项,并有

$$\frac{\bar{D}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} + \overline{w'} \frac{\partial}{\partial z}$$

使用方程(7.7.11)及(7.7.12)式可以推出平均带状运动与波动在准地转、无水平辐散及略去非绝热的热源时的扰动位涡与纬

向带状流位涡方程为(附录 2)

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial q'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad (7.7.13)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{q}' \frac{\partial \psi'}{\partial x} \right) \quad (7.7.14)$$

其中已引入无量纲的流函数 ψ 与速度势 χ , 并定义 ψ 与 χ 为

$$u' = R_0 \frac{\partial \chi'}{\partial x} - \frac{\partial \psi'}{\partial y};$$

$$v' = R_0 \frac{\partial \chi'}{\partial y} + \frac{\partial \psi'}{\partial x}$$

R_0 是罗斯比数(7.6.6)。

下面我们将利用(7.7.13)、(7.7.14)两式讨论大气行星波向上传播并影响平流层的机制。

7.7.3 对流层中行星波向上传播条件

对流层中激发大尺度定常波动(相速 $c=0$)主要由地形强迫作用及海陆间加热差异引起的。在对流层内,上述两种作用具有同样的重要性,但在产生垂直方向传播中,地形强迫作用似乎更为显著。

Charney 与 Drajen(1961)讨论了准地转波动沿垂直方向传播的条件。

考虑(7.7.14)式,因为(附录)

$$q' = \nabla^2 \psi' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 f_0^2}{N^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)$$

设流函数 ψ' 的形式为

$$\psi' = \bar{\Psi}(z) \exp \left\{ i(kx + ly - kct) + \frac{z}{2H} \right\}$$

代入(7.7.14)式得

$$\frac{f_0^2}{N^2} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{4H^2} \right) \Psi + \left(\frac{1}{\bar{u} - c} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} - (k^2 + l^2) \right) \bar{\Psi} = 0 \quad (7.7.15)$$

如果 \bar{u} 为常数, 则 $\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} = 0, \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0$, 上式变为

$$\frac{d^2 \Psi}{dz^2} + n^2 \Psi = 0 \quad (7.7.16)$$

其中
$$n^2 = \frac{N^2}{f_0^2} \left[\frac{\beta}{\bar{u} - c} - (k^2 + l^2) \right] - \frac{1}{4H^2} \quad (7.7.17)$$

(7.7.16)式表明, 如果 $n^2 < 1$, 只能得到沿 z 方向的指数衰减的扰动; 如果 $n^2 > 1$, (7.7.16)式才是典型的波动方程。当 $c = 0$ 产生的大气内部定常罗斯比波, 仅当下式成立时才存在

$$\bar{u} > 0$$

$$\bar{u} < \beta \left[(k^2 + l^2) + \frac{f_0^2}{4N^2 H^2} \right]^{-1} = U_c \quad (7.7.18)$$

U_c 称为罗斯比临界速度, $\bar{u} > 0$ 表明平均带状风必定是西风, 而且 \bar{u} 必须小于某个临界值 U_c 时, 才有定常波沿垂直方向传播。 U_c 与 k, l 有关, 即依赖于波动的水平尺度。在夏季半球, 平流层的纬向平均风是东风, 这时不满足 $\bar{u} > 0$ 条件, 对流层的行星波全部被阻断向上传播。在冬季半球, 平均纬向风是强西风, 满足 $\bar{u} > 0$ 条件, 但并不是所有的行星波都能向上传播, 只有最大尺度的波可以向上传播(见图 7.6)。结论是只有在春秋两季东西风转向时(此时西风最弱)才能出现垂直方向的能量传播。

根据实际观测, 大的行星波向上传播到平流层与中层的时间, 大多在冬季半球, 而不是春秋两季。这似乎与以上结论矛盾, Dickinson(1969)解释了这个矛盾, 他证明了在春秋两季当纬向平均西风弱的时候, 红外辐射产生的阻尼作用很强, 纬向平均风愈小, 行星波向上传播时被衰减愈大, 以致很少能量可以传到中层。在冬季半球, 平流层的中部及下部的西风并不是均匀分布的, 而是

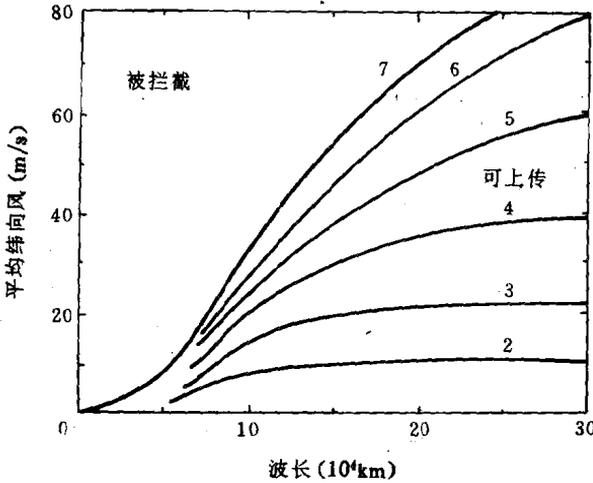


图 7.6 在中纬 Beta 面上,定常行星波的振幅 $|\Psi|$ 它是作为平均纬向风速以及波长的函数
(图中粗线(7)为临界曲线,以 $10^3 \text{m}^2/\text{s}$ 为单位)

集中在极地夜间急流区,这个急流的轴约在 60°N 附近,在它南侧有很强的侧向切变(即纬向风的水平方向)。因此,平均纬向风的水平切变与垂直切变同样重要。Matsuno(1970)曾用一个数值模式进行过讨论,结果表明波动能量沿纬向平均西风急流轴上传播,类似于“波导管”中波传播。波能量沿急流轴上传播是与观测事实相符的。冬季平流层的中高纬度定常行星波是由于对流层下部强迫作用激发产生的行星驻波的向上延伸。

§ 7.8 行星波与纬向平均气流的相互作用

为了说明波动与纬向平均流的相互作用,考虑一个简单而可能的二维运动(x, z)。在此条件下,由方程组(7.7.11)和(7.7.13)对于扰动以及纬向平均气流的方程可写成下列四式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{d\bar{u}}{dz} + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial \Phi'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \Phi'}{\partial x} + w' N^2 &= 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w') &= 0 \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{d}{dz} (\rho_0 \overline{u'w'}) \end{aligned} \right\} \quad (7.8.1)$$

最后一式表示波动与纬向平均气流之间的联系,它表示由于雷诺应力 $\rho_0 \overline{u'w'}$ 沿 z 方向的辐合,使波动能量与平均气流动能之间可以转换。

如果将上式中的 $\frac{\partial}{\partial t}$ 换成 $-c \frac{\partial}{\partial x}$, c 为波动向东相速(此处相当于假设扰动主要以相速 c 沿纬向传播)。将头三个式子分别乘以 $\rho_0 u'$, $\frac{\rho_0 \Phi'}{N^2}$, $\rho_0 \Phi'$, 然后相加并取纬向平均,可得扰动能量方程

$$\frac{d}{dz} [\rho_0 \overline{w'\Phi'} + \rho_0 \overline{u'w'}(\bar{u} - c)] = (\bar{u} - c) \frac{d}{dz} (\rho_0 \overline{u'w'}) \quad (7.8.2)$$

将式(7.8.1)中的第一个方程乘 $\rho_0 [\Phi' + u'(\bar{u} - c)]$, 将 $\frac{\partial}{\partial t}$ 换成 $-c \frac{\partial}{\partial x}$, 然后取纬向平均,可得

$$\rho_0 \overline{\Phi'w'} + \rho_0 \overline{u'w'}(\bar{u} - c) = 0 \quad (7.8.3)$$

与(7.8.2)式相比有

$$(\bar{u} - c) \frac{d}{dz} (\rho_0 \overline{u'w'}) = 0 \quad (7.8.4)$$

这可以分成下面两种情况:

1. 如果 $\bar{u} - c \neq 0$, 则必须 $\frac{d}{dz} (\rho_0 \overline{u'w'}) = 0$, 由(7.8.1)式得到 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$, 此时波动对纬向平均气流 \bar{u} 不起作用。

2. 如果 $\bar{u} - c = 0$, 则 $\frac{d}{dz}(\rho_0 \overline{u'w'}) \neq 0$, 在此情形下, 由 (7.8.1) 式可得到波动对于纬向平均气流起强迫作用的结论。因此 $\bar{u} - c = 0$ 是很重要的条件, $\bar{u} = c$ 处称为临界层, 它对于纬向平均气流演变是很重要的。仅在临界层(或线)上, 波动才能与纬向平均气流起作用。对于前述的定常罗斯比波来说 $c = 0$, 故临界层是在 $\bar{u} = 0$ 处。 $\bar{u} = 0$ 处的临界层高度一般称为零风线高度。低于零风线以下, 如果有满足(7.7.18)式的条件, 则有波的能量向上传输。在 $\bar{u} = 0$ 处与平均带状风作用, 在零风线以上高度必定有 $\bar{u} < 0$, 因此波动过程不能向上传, 因而高度大于临界层高度上, 波的能量为零。下面从位涡方程详细地说明以上情况。

考虑(7.7.13)式, 并假定扰动是沿纬向以相速 c 传播的谐波, 将(7.7.13)式乘 ψ' 得:

$$\frac{\partial q'}{\partial t} \psi' + \bar{u} \frac{\partial q'}{\partial x} \psi' + \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \frac{\partial \psi'}{\partial x} \psi' = 0 \quad (7.8.5)$$

取纬向平均后, 上式第三项为

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \frac{\partial \overline{\psi'^2}}{\partial x} = 0$$

(7.8.5)式成为

$$\overline{\frac{\partial q'}{\partial t} \psi'} + \bar{u} \overline{\frac{\partial q'}{\partial x} \psi'} = 0 \quad (7.8.6)$$

由于假定扰动为沿纬向以相速 c 传播, 所以有 $\frac{\partial q'}{\partial t} = -c \frac{\partial q'}{\partial x}$,

(7.8.6)式变成

$$\overline{\psi' \frac{\partial q'}{\partial x} (\bar{u} - c)} = 0$$

如果 $\bar{u} - c \neq 0$, 则应有 $\overline{\psi' \frac{\partial q'}{\partial x}} = 0$, 因为 $\overline{\psi' \frac{\partial q'}{\partial x}} = \overline{\frac{\partial}{\partial x} (q' \psi')} - \overline{q' \frac{\partial \psi'}{\partial x}} = -\overline{q' \frac{\partial \psi'}{\partial x}}$, 于是有 $\overline{q' \frac{\partial \psi'}{\partial x}} = 0$; 而 $\frac{\partial \psi'}{\partial x} = v'$, 又可写成 $\overline{q' v'} = 0$, 又由

于 $f_0 \psi' = \Phi'$; $\overline{v \nabla^2 \psi'} = \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u' v'})$ 及 $q' \equiv \nabla^2 \psi' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right)$,

以 v' 乘 q' 全式得

$$\overline{q'v'} = \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) - \frac{f_0}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 v' \Phi'_z}{N^2} \right)$$

即

$$\overline{q'\psi'_x} = \frac{\partial (\overline{u'v'})}{\partial y} - \frac{f_0}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 v' \Phi'_z}{N^2} \right) = 0 \quad (7.8.7)$$

下标 x, z 表示对 x, z 的偏微商。上式表示当 $\bar{u} - c \neq 0$ 时, $\overline{q'v'} = 0$, 没有被扰动输送的位涡。由 (7.7.14) 式亦知 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{q'v'}) = 0$, 纬向平均气流位涡本地变化也为零。

为简单起见, 假定 $\overline{u'v'} = 0$, 并定义 $B = \frac{\rho_0 v' \Phi'_z}{N^2}$ 为扰动热通量。对于在平流层极区夜间急流中, 如前所述, 在零风线以下, 有西风并满足 (7.7.18) 式条件时, 由 (7.8.7) 式 $\frac{\partial B}{\partial z} = 0$, 且 B 为常数, 同时波向上传播并且波不与平均纬向气流作用。但在零风线与平均纬向气流作用。在零风线以上, 也由于不满足 (7.7.18) 式而无波的能量向上而被截断。 $B = 0, \frac{\partial B}{\partial z} = 0$, 从零风线以下到零风线以上 B 由常数变为零。而 $\frac{\partial B}{\partial z}$ 在零风线高度成为一个 delta 函数 (图 7.7)。由 (7.8.7) 式看出在临界层附近会感生一个很强的平均经向气流 (子午风)。这个平均经向气流由于科氏力矩将产生纬向平均风的巨大的东风加速, 而热成风约束的结果 (高温区在风的右侧) 又要求极地增温, 副热带冷却 (图 7.8)。由于东风的加速, 将使零风线 $\bar{u} = 0$ 向下层移动, 以致波的能量被愈来愈低的高度上的大气吸收, 使波动与愈来愈低高度上的纬向平均气体流动相互作用, 从而纬向平均东风将在较厚大气中占优势。从流体力学方程组及位涡方程出发, 在适当边界条件下模拟以上过程, 其结果说明平流层突发性增温的产生原因是由于对流层向平流层传来的行星波动与纬向气流发生作用, 而使得纬向平均气流产生了大

的变化,与此相应的是温度也产生很大的变化,图(7.9)是数值模拟的结果。

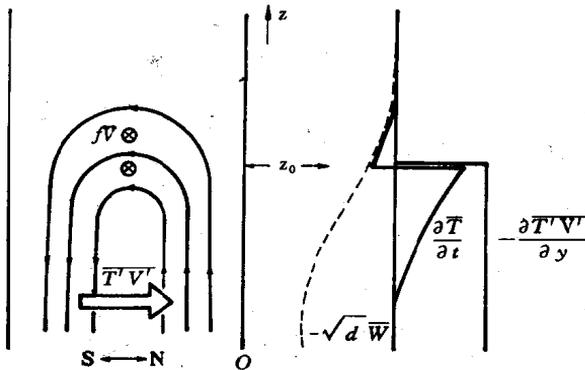


图 7.7 由于热通量 B 的跳跃(右图),在临界层 z_0 附近诱导出经向气流(左图)

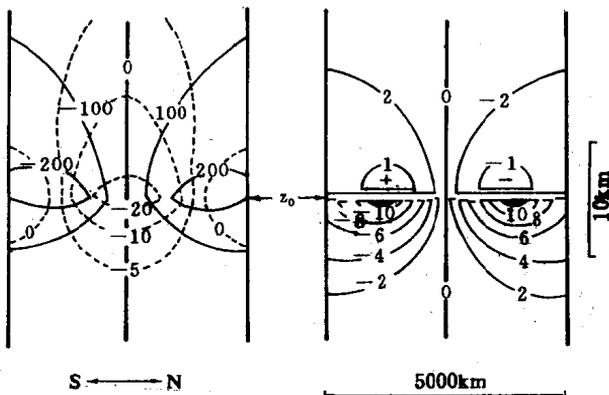


图 7.8 相应于图 7.7 的极地增温,副热带冷却。左图实线是等压面高度变化(米·日⁻¹),虚线是平均纬向风变化(米/秒/日),右图是温度变化(°C/日)

由图注意到第 22 天已得到一个中心强烈增温的绕极地的东风涡旋。

观测表明,在赤道地区发现有 4~5 天的行星波,根据线性理论分析这种波对应于混合罗斯比波,它的纬向波数约为 4,水平波长约 1 万公里,相对于地面的平均相速为 -23m/s ,自东向西移动。它的等压面高度 z^* 振幅约为 30m 。而 Wallace 等人发现的周期约为 10~20 天的热带平流层下部的另一种波动,则对应于赤道的 Kelvin 波。它的纬向波数为 1 或 2,水平波长约为 3 万公里,相对于地面平均相速为 25m/s ,自西向东,它的等压面高度 z^* 的振幅约为 4m 。

上述两种波沿垂直方向传播,又提供了驱动赤道地区准两年振荡必须的动量源。

近年来理论研究结果指出,中层大气中行进行星波是 Rossby-Haurwitz 波。在地表面得到的行进式压力振荡被归结为球形地球归一模式,这样的扰动幅度被认为是随高度慢慢地增长,因为他们的非类

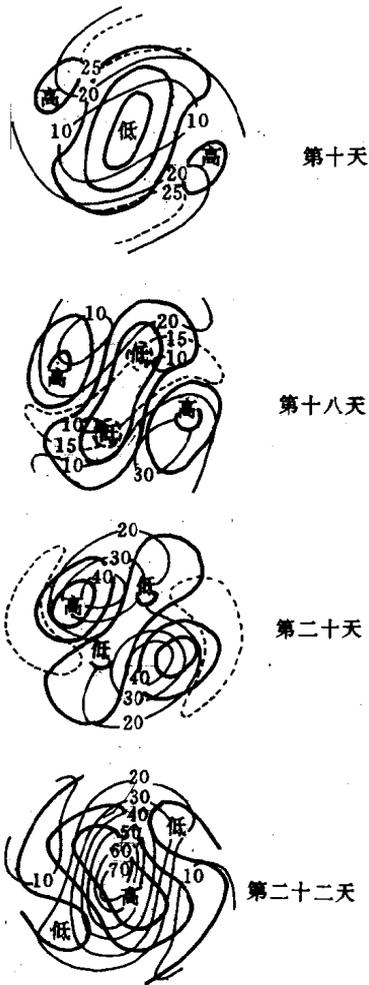


图 7.9(a) 数值模拟得到的高度场(粗实线)与温度场(细实线)随时间的演变图

注意第 22 天已得到一个中心强烈增温的绕极东风涡旋

波垂直结构,所以仅在平流层以上它可能成为主要的影响。另一个平流层中激发行星波扰动机制是由释放南北温度梯度有用势能的不稳定性。这种扰动称为斜压不稳定性。一般地以气旋形式在对流层中被观测到,并与地球表面的低边界条件有关。这些对流层不稳定性并不能进入平流层的很高位置,但在某些有限的条件下,可能发生“本地”平流不稳定性。冬季平流层附近具有几天时间尺度的风的起伏已被发现。

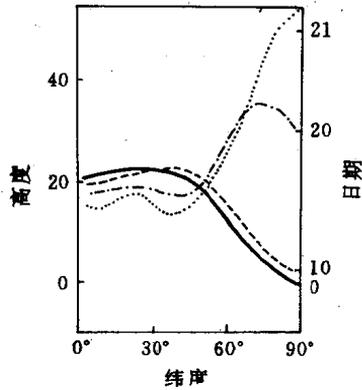


图 7.9(b) 相应于图 a 的经向剖面图

§ 7.9 平流层与中层大气的能量

观测与理论计算表明,在平流层的 30km 至 70km 高度范围内,非绝热加热作用是重要的,它既是纬向平均环流的驱动能量,又是扰动阻尼机制。在平流层和中层的任一高度,净的非绝热加热是吸收太阳短波辐射的热量与红外长波辐射冷却之差。吸收太阳紫外辐射主要是由臭氧,而辐射红外主要是二氧化碳。

如前所述,30km 以下对流层环流系统的作用有控制平流层环流倾向,在 70km 以上大振幅潮汐作用和重力波的作用是重要的。

Dopplick(1971)用实测的资料计算了平流层较低部分年平均值的能量转换(见图 7.10)。它表明由对流层行星波向上传播的能量通量。在平流层下部产生的扰动动能 K' 被水平动量通量辐合转换成为纬向动能 K 。这纬向动能再由平均经向运动而转换成纬向有效位能 \bar{P} ,它一部分被辐射消耗掉,一部分被水平扰动热通

量转换为扰动有效位能 P' ，这个转换成的扰动有效位能大部分被辐射阻尼所消耗。这种年平均值能量转换进一步说明了对流层行星波上传的能量对于平流层运动的重要性。

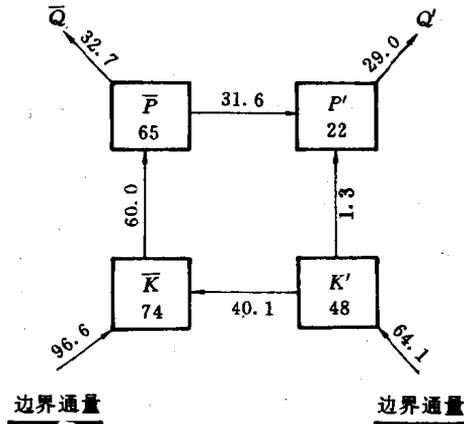


图 7.10 平流层的能量转换

§ 7.10 行星波对低电离层的影响

7.10.1 无线电波冬季吸收反常

冬季由于太阳天顶角的减小,由理论上推得相应电离层 D 区吸收比夏季小。然而观测表明在中高纬度的某些年份的冬季全季或者冬季中某些较短时间内(几天到十几天)吸收值远大于期望值,这种现象称为“冬季吸收反常”。

A_3 吸收台站的实验说明冬季吸收反常有两种类型即“正常型”和“反常型”。“正常型”系指从秋季到 12 月底吸收稳定上升,从 1 月到春季又稳定地下降。反常型(又称超吸收)是迭加在这种稳定变化之上的吸收增大。在所有中纬台站都能观测到上述两类反常吸收。然而反常吸收值的幅度及持续时间随纬度减少而减

少。同时冬季超吸收现象也发现有周期为 7 天的类波结构。类似现象在早先的冬季也观测到。1975 年冬至 1976 年春在欧洲(主要是西班牙、德国)曾进行过关于冬季吸收反常的综合观测,也得到类似现象。在相距 1900km 的水平距离上空,冬季反常事件有相关的趋势,在德国地面压力的测量也显示了同样的类波结构。人们很自然地提出了大气层与低电离层的耦合问题。又因为冬季反常是年现象,人们也很自然地把大气中大尺度运动与之联系起来。另外极区磁暴的后效,粒子沉降等也可能影响冬季吸收反常。

影响电离层电波吸收的主要区域是 D 区,如果 D 区电子浓度增加,电波通过 D 区时非偏区吸收将要增加。冬季 D 区电子浓度的增加一般认为是

- 1) 电子产生率增加;
- 2) 有效电子损耗率减小。

这两种效应都是由于次要大气成分(它具有低电离势或者参与有关化学反应能力)的垂直或者水平输运的结果,以及温度的变化影响中性大气和离子化学反应。

7.10.2 行星波上传时大气环流状态变化对冬季吸收反常的影响

D 区的形态紧密地与 NO 分布有关,NO 是大气中的次要成分,并具有较低的电离势。当大气环流发生变化时,势必改变中层大气的化学成分分布状态。这直接影响到中层的 NO 等微量元素的分布与丰度。使 D 区电子浓度变化而影响冬季电波吸收。现代动力气象学已证明,大气输送最重要的特征是空气一般从赤道平流层下部进入,而在两半球的中高纬区流出。在平流层上部和中层,空气从夏半球流向冬半球,并在冬季半球极区附近向下流动。这种大尺度的子午风可将赤道地区的 NO 和 $O_2(\Delta g)$ 输送到极区,使得极区、高纬地区中层中的这些成分增加。同时其他微量成分如弱束缚的水团粒结构 O_2^+ 、O 和 O_3 都增加。这些成分能参

加光化反应并使低电离层的产生率增加及复合系数变小。这一观点一般被用来解释正常型冬季电波吸收反常。

在平流层增温期间,由于经向温度梯度发生反转,向极区的子午环流变向,极区 NO 可能向中纬地区输送,在中纬地区产生反常型冬季吸收反常。平流层增温是行星波作用的结果。向上传播的行星波能量被用来部分地解释超吸收事件(非常型冬季吸收反常),从而提出了大气各层与电离层之间能量耦合问题。D层与其它大气层的耦合一般认为是与大气行星波向上传播并在中层高度的阻尼(包括与平均纬向气流相互作用的阻尼)有关。

一般地,NO 在平流层与热层大量地产生,而在中层的 NO 分布极大地取决于来自邻近区域的输送与光化过程破坏二者之间相互竞争的结果。平流层增温期间,伴随着热带区上升运动,中高纬地区将产生强的下行运动,大量的 NO 从热层向中层突发性注入。这也能使中层 NO 等微量元素增加,并使电波吸收变大。

7.10.3 行星波上传使中层加热及其对电波吸收的影响

如前所述,行星波上传时,与平流层平均带状西风气流作用而产生东风加热。实验表明,这种加热可延伸到中层高度。在突发性平流层增温期间曾观测到在增温中心上空 90km 处,局地带状风方向的反转。如果中层也增温的话,由(3.7.13)式可知,NO⁺离子与电子的复合系数由

$$\alpha_1 \approx 5 \times 10^{-7} \left(\frac{300\text{K}}{T_e} \right)^{1.2} \quad (7.10.1)$$

确定。因此当温度增高时,有效复合系数 α_{eff} 将减少,吸收增大。

不幸的是,随着观测的深入,在平流层增温期间,高、中纬中层是冷却的。或许此时由极区向高、中纬的 NO 输送是产生冬季吸收反常的主要原因,而且垂直 NO 输送也将是一个重要的原因。

按照平流层增温的机制,高纬平流层增温时,伴随着低纬平流层冷却,冬季非常型吸收事件在中、低纬似乎存在着一条边界。实

际上一般人认为低于地理纬度 30° 时冬季反常不很明显。但在我国中低纬(武汉大学)的 A_3 吸收台站曾观测到在高纬平流层增温时,本地电波吸收反常事件(电波反射中点约在 29°N , 图 7.11)。

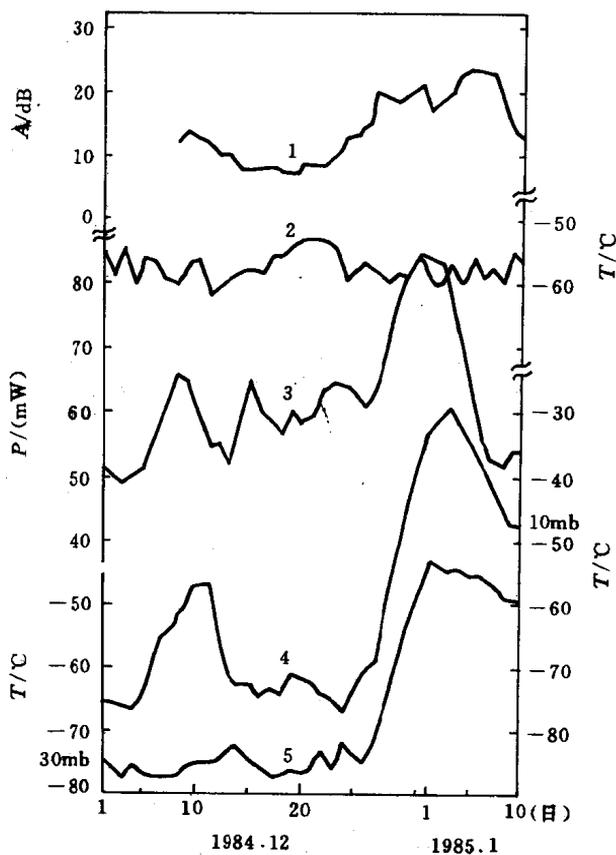


图 7.11 高纬平流层增温与武汉地区测得的吸收和 30hPa 等压面上温度变化比较。1. 武汉地区电波吸收值 A ; 2. 武汉地区上空 30hPa 等压面上温度变化; 3. 高纬 SSU(Stratospheric Sounding Unit)Ch. 27~1.7hPa 大气辐射 $P(\text{mW})$; 4. 高纬 10hPa 等压面上温度变化 $T(^{\circ}\text{C})$; 5. 高纬 30hPa 等压面上温度变化 $T(^{\circ}\text{C})$

由此提出在高纬平流层增温期间,中低纬中层可能增温的机制。其对中低纬电波吸收影响过程大致如下:

由(7.10.1)式,将 α_{eff} 写成较一般的形式

$$\alpha_{eff} = K \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad n = 0.5 \sim 2 \quad (7.10.2)$$

再由(3.4.1)式并取 $n = 1$, 考虑 NO 成分的产生率为

$$q = \sigma_a n_{NO} I_\infty e^{-\tau} \quad (7.10.3)$$

其中

$$\tau = \sigma_a \sec \chi \int_h^\infty n dh \quad (7.10.4)$$

为光学深度。一般地积分项是比例于压力 p 的, 因此设 $\tau = K_1 p \sec \chi$, 其中 K_1 是比例常数, 而电子浓度 N 由

$$\begin{aligned} N^2 &= \alpha_{eff}^{-1} n_{NO} I_\infty \sigma_a \exp\{-K_1 p \sec \chi\} \\ &= N_{00} \exp\{-K_1 p \sec \chi\} \end{aligned} \quad (7.10.5)$$

决定。考虑热流量方程

$$c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} = \frac{dQ}{dt}, \quad \alpha = \frac{1}{\rho} \quad (7.10.6)$$

因为突发平流层增温是短期气象变化, 可以认为是绝热运动, 于是有

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\alpha}{c_p} \frac{dp}{dt} \quad (7.10.7)$$

再假定本地中层大气温度分布取形式

$$T = T_0 - K_h h \quad (7.10.8)$$

其中 $K_h = \frac{\partial T}{\partial h}$ 是温度梯度。在湍流层顶(中层顶)它的倒数

$K_t = \frac{1}{K_h}$ 与 NO 的垂直输送有关。对(7.10.8)式取时间导数再与

(7.10.7)式联合可得

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{\alpha}{c_p} \frac{dp}{dt} + h \frac{\partial K_h}{\partial t} \quad (7.10.9)$$

如令

$$\left. \begin{aligned} p(t) - p(0) &= p'(t) \\ T_0(t) - T_0(0) &= T'_0(t) \\ K_h(t) - K_h(0) &= K'_h(t) \end{aligned} \right\} \quad (7.10.10)$$

则可得出

$$p'(t) = T'_0(t) \frac{c_p}{\alpha} - \frac{c_p h}{\alpha} K'_h \quad (7.10.11)$$

c_p 为定压比热。在大气不可压缩的情况下, $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ 及绝热运动时, 由(2.3.9)式可知

$$K_h = \frac{\partial T}{\partial h} = -\frac{(\gamma-1)g}{\gamma R} \quad (7.10.12)$$

其随时间变化较 T_0 而言是小量, 于是(7.10.11)式中的第二项可以忽略。省去“ $'$ ”号, 由(7.10.5)代入吸收公式 $A = m \int_{h_0}^h \frac{N \nu dh}{\nu^2 + \omega^2}$ 可得电波的吸收为

$$A(t) = K' T_0(t) \exp \left\{ -\frac{K_1}{2} \rho_0 c_p T_0(t) \sec \chi \right\} \int_{h_0}^h \frac{\nu dh}{\nu^2 + \omega^2} \quad (7.10.13)$$

其中 $K' = K^{\frac{1}{2}} K_0^{-1} m (\sigma_a n_{\text{NO}} I_\infty)^{\frac{1}{2}}$

如果 $\nu(h)$ 是确定的, 则积分部分可以求出, 令

$$I = \int_{h_0}^h \frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2} dh$$

则有

$$A(t) = K' I T_0(t) \exp \left\{ -\frac{K_1}{2} \rho_0 c_p T_0(t) \sec \chi \right\} \quad (7.10.14)$$

或

$$A(t) = K T_0(t) \exp \left\{ -\frac{K_1 \rho_0}{2} c_p \sec \chi T_0(t) \right\} \quad (7.10.15)$$

式中已令 $K = K' I$ 。对(7.10.15)式讨论如下:

(i) 令 $K_1 \rho_0 c_p = M$, 则

$$A = KT_0(t) \exp\left[-\frac{M \sec \chi}{2} T_0(t)\right] \quad (7.10.16)$$

当中层底部温度不随时间变化时, 即温度无扰动时, $T_0(t)$ 为常数, 此时有

$$A \propto \cos \chi e^{-\frac{MT_0 \sec \chi}{2}} \quad (7.10.17)$$

极限情况下, 当 $\chi = 90^\circ$ 时, $A = 0$, 对应于日出日落情形。当 $\chi = 0^\circ$ 时, $A \propto \exp\left(\frac{MT_0}{2}\right)$ 为最大, 对应于中午情况。与 A 随 χ 变化一致。

(ii) 由图 (7.10), 我们假定在中低纬中层是增温的, 且与高纬平流层增温的时间变化取相同形式, 例如取 $B_0 \left[1 + \sin\left(\Omega t - \frac{\pi}{2}\right)\right]$ 的形式, 则由 (7.10.16) 式推出中低纬电波吸收随时间变化为

$$A(t) = B_0 K \left[1 + \sin\left(\Omega t - \frac{\pi}{2}\right)\right] \exp\left\{-\frac{M \sec \chi B_0}{2} \left[1 + \sin\left(\Omega t - \frac{\pi}{2}\right)\right]\right\} \quad (7.10.18)$$

由 (7.10.18) 式计算的结果与观测结果对比示于图 7.12。由图可见二者符合得较好。

(iii) 取不同 M 及 B_0 , 则 (7.10.18) 式得出一组形状不同的吸收变化曲线 (图 7.13)。因为不同的 M 及 B_0 代表着不同的增温状态, 可以认为, 不同的温度状态在不同的反射高度上对电波吸收的影响是不同的。

高纬平流层增温时, 中低纬中层可能增温这一新现象, 在其他 A_3 吸收台站也有所发现。例如在西班牙 MAP/WINE 测量中心, B. A. D. L. Morena 等人曾在西欧北部与南部观测到平流层增温对电波吸收影响有显著不同的形式。在印度 Thomba ($8^\circ 32' N$, $76^\circ 52' E$) 的火箭实验基地, K. Appu 等人基于 8 年火箭探测资料,

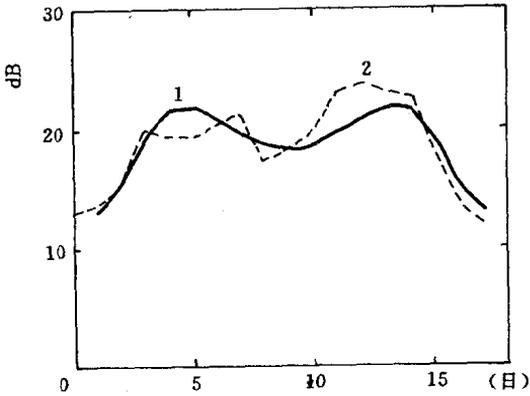


图 7.12 计算的电波吸收值与实测值比较。

1. 理论值; 2. 实测值

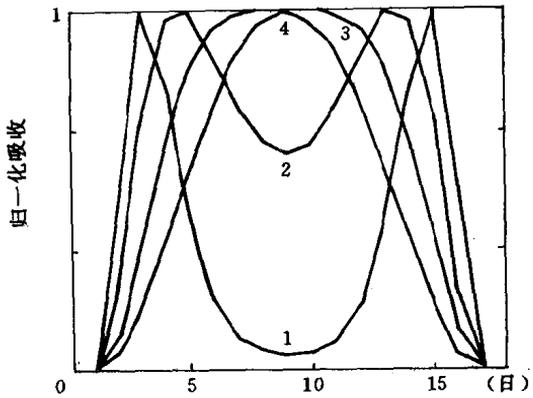


图 7.13 取不同 B_0 值时, 理论吸收值随时间的变化。

1. $B_0=3$; 2. $B_0=1.2$; 3. $B_0=0.2$; 4. $B_0=0.52$

也提出高纬平流层增温时, 低纬中层增温的现象。当然这一现象还需更多的实验证明。

§ 7.11 行星波对 VLF 和 LF 电波传播的影响

低电离层特性直接影响到 VLF 和 LF 电波传播。当低电离层电子浓度及反射高度有扰动时, VLF 和 LF 相位发生扰动。当行星波能量水平或垂直输运时, 由于波与平均气流的相互作用, 会使得本底中性大气温度增加, 碰撞频率改变, 会影响到 VLF 和 LF 传播特性, 使相位和振幅产生相应的变化。

利用这种设想, 人们将 VLF 传播资料与即时大气探空资料进行比较, 并作了相关分析。发现 70km 与 30km 之间有明显的耦合, 这种耦合认为是行星波进入电离层 D 区的结果。同时也发现电离层 E 区与 30km 之间同样有很强的相关。说明行星波至少可以伸展到 110km 高度。

除了 VLF 以外, 人们在地面上的 HF 和 MF ($f > 1\text{MHz}$) 的无线电实验也表明, 电离层变化与平流层压力或温度变化有关。Brown and Williams(1971) 也发现电离层 E 区等电子浓度面的高度变化与平流层 10hPa 等压面高度变化有关。Deland and Cavalien(1973) 又进一步证明了, f_{\min} (最小反射频率) 与行星尺度的扰动有关, 而 Deland and Friedmem(1972) 又证明了相同的 f_{\min} 变化是直接和平流层中大气压力场相关的。

南半球也有层间耦合的报导, 40km 处平流层温度与 D 区电子浓度 (71~79km) 显著相关仅仅在平流层大的增温时出现。同时进行了 15~35km 处平流层温度与电离层探测的 f_{\min} 之间的相关分析, 发现层间耦合是年变化的。在小于 30° 纬度时没有发现相关。具有 6 天周期的扰动在平流层-电离层耦合中被观测到。

人们比较了 E 区最小垂直高度与卫星测得的 25km 温度资料。发现 E 区有 10~15 天长周期行星波。在高纬地区一般是正相关, 低纬是负相关。

自 1982 年 12 月份以来, 我们曾使用 A_3 吸收方法测量冬季

与夏季日吸收平均变化,并与气象资料比较,在电离层资料里,发现了6、7、8天左右的周期性。气象资料中500hPa、100hPa及30hPa等压面的温度变化也有同样的周期。为了解武汉地区的层间耦合问题作了初步的实验工作。

关于层间耦合中行星波的作用,能量传递等方面尚有大量的理论工作,同时也需要进行更多方面的实验与理论比较,以推动理论工作的进一步深入。

第八章 电离层的非线性效应

在讨论电离层电波传播时，通常假设电波振幅很小，波通过介质时，介质的特性不受波的影响。如果波振幅很强，在许多情况下，以上假设不再成立。介质特性可能变得与波振幅有关，而传播问题变成非线性的。例如，在小振幅电波入射情况下，等离子体中的电流 $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ ，是与 \mathbf{E} 成正比的。在波振幅增大后，电导率 $\sigma = \sigma(\mathbf{E})$ 与 \mathbf{E} 有关， \mathbf{j} 正比于 \mathbf{E} 的关系不成立，叠加原理遭到破坏，介质变成非线性的。又如在电离层中，甚至对于中等强度的波就能观察到像交叉调制那样的非线性现象。在不同材料的介质中，曾以各种形式观测到过波传播的非线性现象，如波自相互作用，解调，混频，谐波的产生，波的相互作用等。

在强电波作用下，电离层中的电子在波的电场中碰撞加热。由于电子的平均自由程很大，在连接两次的碰撞过程中能够从电场获得可观的能量，因此这种加热是容易产生的。另外，由于电子质量与重粒子（如离子、分子等）质量相比很小，于是就阻止了由碰撞引起的从电子向分子、原子、离子的能量传递。结果即使在相当弱的电场中，等离子体中的电子也迅速加热。使等离子体的介电常数和电导率与场强有关，等离子物理特征将变成非线性的。这种类型的非线性称为热非线性。它与电子碰撞有关。当受扰的等离子区域的特征尺度远大于电子平均自由程时，这种效应起主要作用。以下讨论的是产生热非线性效应的机制。

§ 8.1 电磁场中等离子体的非线性效应

8.1.1 电磁场中电子电导率和介电常数

电子在电磁场中受到洛伦兹力

$$\mathbf{F} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c}(\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) \quad (8.1.1)$$

e 为电子电荷, \mathbf{E} 为波电场, \mathbf{V}_e 为电子运动速度, \mathbf{B} 是外磁场, c 为光速。此外, 电子在运动中与第 k 类离子碰撞而引起的摩擦力为 $-m\nu_{ek}(\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_k)$, m 为电子质量, \mathbf{V}_k 为第 k 类离子运动速度, ν_{ek} 为电子同第 k 类离子的碰撞频率。一般地有, $\nu_{ek} = \nu_{ek}(T_e)$, 是电子温度 T_e 的函数。所以如果电场足够强, 使得 T_e 变化时, ν_{ek} 也与电场有关。电子运动方程写成

$$m \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - \sum m\nu_{ek}(\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_k) \quad (8.1.2)$$

在一般情况下, 有 $\mathbf{V}_e \gg \mathbf{V}_k$, 故(8.1.2)式简化成

$$m \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - m\nu_e \mathbf{V}_e \quad (8.1.3)$$

其中 $\nu_e = \sum_k \nu_{ek}$ 是电子有效碰撞频率。电子总速度 \mathbf{V}_e 由定向速度和随机热速度 v_0 之和。在现在的情况下, 通常 v_0 大于定向运动速度。 v_0 通过下式与电子温度相关联

$$\frac{3}{2} T_e = \frac{1}{2} m \overline{v_0^2} = \overline{\mathcal{E}_e} \quad (8.1.4)$$

其中符号“ $\overline{\quad}$ ”表示取平均, $\overline{\mathcal{E}_e}$ 为平均电子随机运动能量。

1) 首先考虑最简单的各向同性等离子体, 此时 $\mathbf{B} = 0$, 无场时, $\mathbf{E} = 0$, 由运动方程马上给出

$$\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_0 \exp(-\nu_e t) \quad (8.1.5)$$

注意 $\nu_e = \nu_e(T_e)$ 是电子温度 T_e 的函数。

在均匀交变电场情况下, 设 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-j\omega t)$, 由(8.1.3)式可得稳态解为

$$\mathbf{V}_e = -\frac{e\mathbf{E}(\nu_e + j\omega)}{m(\nu_e^2 + \omega^2)} \quad (8.1.6)$$

非稳态时, (8.1.6)式中应包含有 $Ce^{-\nu_e t}$ 项, $t \rightarrow \infty$ 时, 此项等于 0。由此得出电子电流为

$$\mathbf{J} = -Ne\mathbf{V}_e = \frac{e^2 N \mathbf{E}(\nu_e + j\omega)}{m(\nu_e^2 + \omega^2)} \quad (8.1.7)$$

在宏观电动力学中, 由上式可引入介电常数 ϵ 和电导率 σ , 即

$$\mathbf{J} = \left[-j\omega \frac{\epsilon - 1}{4\pi} + \sigma \right] \mathbf{E} = -\frac{j\omega}{4\pi} (\epsilon' - 1) \mathbf{E} \quad (8.1.8)$$

$$\epsilon' = \epsilon + j \frac{4\pi\sigma}{\omega}$$

如仅考虑电子的介电常数 ϵ_e 和电导率 σ_e , 比较(8.1.7)与(8.1.8)式可得

$$\begin{cases} \epsilon_e = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m(\omega^2 + \nu_e^2)}, & \sigma_e = \frac{e^2 N \nu_e}{m(\omega^2 + \nu_e^2)} \\ \Delta\epsilon_e \propto \Delta\nu_e \end{cases} \quad (8.1.9)$$

2) $\mathbf{B} \neq 0$, 考虑外磁场时, 等离子体将变成各向异性, 其电导率和介电常数一般是张量。各向异性介质中的总电流定义为

$$\begin{aligned} j_n &= \sum_k \left[-\frac{j\omega}{4\pi} (\epsilon_{enk} - \delta_{nk}) + \sigma_{enk} \right] E_k \\ &= -\frac{j\omega}{4\pi} \sum_k (\epsilon'_{nk} - \delta_{nk}) E_k \end{aligned} \quad (8.1.10)$$

$$\epsilon'_{nk} = \epsilon_{enk} + j \frac{4\pi}{\omega} \sigma_{enk}$$

其中 $n = x, y, z, k = x, y, z, n, k$ 的不同组合代表张量中的每个元素。而 σ_{enk} 和 ϵ_{enk} 是张量 $\boldsymbol{\sigma}_e$ 和 $\boldsymbol{\epsilon}_e$ 的分量, 且 $\delta_{nk} = \begin{cases} 1 & n = k \\ 0 & n \neq k \end{cases}$ 。

在 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-j\omega t}$ 电场中, 将(8.1.2) $\times \mathbf{B}$, (8.1.2) $\cdot \mathbf{B}$ 后再分别同

(8.1.2)联合,并消去 $\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}$ 量,可求得关于 \mathbf{V}_e 的解为

$$\mathbf{V}_e = -\frac{e}{m[\Omega_e^2 + (-j\omega + \nu_e)^2]} \left[\mathbf{E}(-j\omega + \nu_e) + \frac{\Omega_e^2 \mathbf{B}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})}{B^2(-j\omega + \nu_e)} - \Omega_e \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B} \right] \quad (8.1.11)$$

式中 $\Omega_e = \frac{eB}{mc}$ 是电子磁旋频率。同(8.1.9)的证明一样,在 \mathbf{B} 方向为 z 轴情况下可得到张量的分量 ϵ_{enk} 与 σ_{enk} 分别为

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} &= 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega} \left(\frac{\omega - \Omega_e}{(\omega - \Omega_e)^2 + \nu_e^2} + \frac{\omega + \Omega_e}{(\omega + \Omega_e)^2 + \nu_e^2} \right), \\ \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} &= j \frac{\omega_p^2}{2\omega} \left(\frac{\omega - \Omega_e}{(\omega - \Omega_e)^2 + \nu_e^2} - \frac{\omega + \Omega_e}{(\omega + \Omega_e)^2 + \nu_e^2} \right), \\ \epsilon_{zz} &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_e^2}, \\ \epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} &= 0, \end{aligned} \quad (8.1.12)$$

及

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \frac{\omega_p^2 \nu_e}{8\pi} \left(\frac{1}{(\omega - \Omega_e)^2 + \nu_e^2} + \frac{1}{(\omega + \Omega_e)^2 + \nu_e^2} \right), \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= -j \frac{\omega_p^2 \nu_e}{8\pi} \left(\frac{1}{(\omega - \Omega_e)^2 + \nu_e^2} - \frac{1}{(\omega + \Omega_e)^2 + \nu_e^2} \right), \\ \sigma_{zz} &= \frac{\omega_p^2 \nu_e}{4\pi(\omega^2 + \nu_e^2)}, \\ \sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \sigma_{yz} = \sigma_{zy} &= 0, \end{aligned} \quad (8.1.13)$$

式中 ω_p 为电子的等离子体频率。由以上两式可见,在 $\omega^2 \gg \nu_e^2$ 时,如果波频率 ω 接近 Ω_e 时,将出现电子导电率的谐振峰值,通常称之为磁旋谐振(或回旋加速谐振)。

从以上讨论可知,无论 \mathbf{B} 是否存在,在交变电磁场中,其复介电常数 ϵ' 与电子碰撞频率增量 $\Delta\nu_e$ 有关,且有 $\Delta\epsilon \propto \Delta\nu_e$ 。

8.1.2 电子碰撞频率与电子温度的关系

电子与不同粒子碰撞时,其碰撞频率与电子温度 T_e 的关系

是不同的。例如在同分子的碰撞中,如碰撞截面 q_{em} 不依赖于速度,电子碰撞频率与温度关系为

$$\nu_{em} = \overline{q_{em} N_m v} = \nu_{emo} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.1.14)$$

其中 ν_{emo} 是 $T_e = T$ 时(即无电场存在时)电子碰撞频率。类似地,对于电子同离子的碰撞,假设 $q_{ei} \propto v^{-4}$ (卢瑟福散射)时有

$$\nu_{ei} = \nu_{eio} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{-\frac{3}{2}} = \nu_{eio} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (8.1.15)$$

因此,当电子温度 T_e 在波场作用下增温时,势必影响到电子的碰撞频率 ν_e , 并有 $\Delta(\nu_e) \propto \Delta \left(\frac{T_e}{T} \right)$, 进而影响到等离子体的介电常数和导电率。

8.1.3 电子在波场作用下的加温

波场进入等离子体后,在等离子体内激发出电流 $\mathbf{j} = -eN\mathbf{V}_e$ 。电场在单位时间内对电子做的功 $= \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = -eN\mathbf{V}_e \cdot \mathbf{E}$, 对于一个电子而言, N 等于 1, 则功等于 $-e\mathbf{V}_e \cdot \mathbf{E}$ 。另一方面,电子同其他重粒子碰撞时失去能量,在单位时间内损耗的能量为

$$\frac{3}{2} \sum \delta_{ek} \nu_{ek} (T_e - T_k)$$

δ_{ek} 是在一次碰撞中电子将能量交给重粒子的平均部分数。在弹性碰撞时,这个能量部分数为 $\delta = \frac{2m}{M}$, M 为重粒子质量。因 $M \gg m$, 故 δ 非常小,所以电子每次和重的中性粒子碰撞中保留了大部分能量。电场对电子所做的功一方面用于碰撞消耗,另一方面则用于电子能量 $\epsilon_e = \frac{3}{2} T_e$ 的增加。由此列出电子能量平衡方程为

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} NT_e \right) = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - \frac{3}{2} \sum_k \delta_{ek} \nu_{ek} N (T_e - T_k) \quad (8.1.16)$$

如果 N 在能量交换中不随时间变化,即 $\frac{dN}{dt} = 0$, 且所有重粒子有

相同温度 ($T_k = T$) 时, 上式简化为

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{2}{3} e \mathbf{V}_e \cdot \mathbf{E} - \delta \nu_e (T_e - T) \quad (8.1.17)$$

其中
$$\delta = \frac{1}{\nu_e} \sum_k \delta_{ek} \nu_{ek}, \quad \nu_e = \sum_k \nu_{ek} \quad (8.1.18)$$

上式与(8.1.2)构成了确定电子平均有序速度 \mathbf{V}_e 和温度 T_e 的封闭方程组。前已由(8.1.2)求出各种情况下 \mathbf{V}_e 的解。

现在与(8.1.17)式联合考虑以下几种情况下的 T_e 与 \mathbf{V}_e 。

(i) $\mathbf{E} = 0$ (无电场), 如果 $\delta \nu_e$ 与 T_e 无关, 是一常数, 则由(8.1.17)得到

$$T_e = T + (T_{e0} - T) \exp(-\delta \nu_e t) \quad (8.1.19)$$

T_{e0} 是 $t=0$ 时 T_e 的值。此时电子温度的弛豫时间 $\tau_T = \frac{1}{\delta \nu_e}$ 。而

电子有序速度的弛豫时间按(8.1.5)式为 $\tau_v = \frac{1}{\nu_e}$, 因为 δ 一般很小, 所以有 $\tau_T \gg \tau_v$, 即动量弛豫时间比温度弛豫时间要短得多。

(ii) $\mathbf{E} = C, \omega = 0$ (恒定电场), 在各向同性等离子体中 ($\mathbf{B}=0$), 按(8.1.6)式, 电子速度 \mathbf{V}_e 为

$$\mathbf{V}_e = -\frac{e\mathbf{E}}{m\nu_e} \quad (8.1.20)$$

而按(8.1.17)式, 电子温度 T_e 应满足

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2 E^2}{m\nu_e} - \delta \nu_e (T_e - T)$$

如 δ 和 ν_e 无关, 其解是

$$T_e - T = \frac{2e^2 E^2}{3m\delta\nu_e^2} + \left(T_{e0} - T - \frac{2e^2 E^2}{3m\delta\nu_e^2} \right) \exp(-\delta \nu_e t) \quad (8.1.21)$$

当 $t \gg \tau_T$ 时, 上式右边第二项为零。 T_e 有不依赖于初始温度 T_{e0} 的稳定解

$$T_e - T = \frac{2e^2 E^2}{3m\delta\nu_e^2} \quad (8.1.21a)$$

由式可见,稳态电子温度与电场强度的平方成比例而增加,而随电子损失能量部分数 δ 的减少而增加。

(iii) $\mathbf{E} = E_0 \cos \omega t$, 如果还假定 ν_e 和 δ 与 T_e 无关, 先将 (8.1.6) 写成实数形式, 则

$$\mathbf{V}_e = -\frac{e\mathbf{E}_0}{m(\omega^2 + \nu_e^2)}(\nu_e \cos \omega t + \omega \sin \omega t) \quad (8.1.22)$$

将上式及 \mathbf{E} 代入电子温度平衡方程 (8.1.17) 式可得

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{e^2 E_0^2}{3m(\omega^2 + \nu_e^2)}(\nu_e + \nu_e \cos 2\omega t + \omega \sin 2\omega t) - \delta \nu_e (T_e - T) \quad (8.1.23)$$

$$\text{或者 } \frac{dT_e}{dt} + \delta \nu_e T_e = \frac{e^2 E_0^2}{3m(\omega^2 + \nu_e^2)}(\nu_e + \nu_e \cos 2\omega t + \omega \sin 2\omega t) + \delta \nu_e T \quad (8.1.24)$$

此方程的稳态解是 ($t \rightarrow \infty$)

$$T_e - T = \frac{e^2 E_0^2}{3m\delta(\omega^2 + \nu_e^2)} + \frac{e^2 E_0^2}{3m(\omega^2 + \nu_e^2)} \left\{ \frac{\delta \nu_e^2 - 2\omega^2}{4\omega^2 + \delta^2 \nu_e^2} \cos 2\omega t + \frac{2\omega \nu_e}{4\omega^2 + \delta^2 \nu_e^2} \sin 2\omega t \right\} \quad (8.1.25)$$

在甚低频(VLF)情况下有

$$2\omega \ll \delta \nu_e, \quad \omega \tau_T \ll 1 \quad (8.1.26)$$

(8.1.25) 式简化为

$$T_e - T = \frac{2e^2 E_0^2 \cos^2 \omega t}{3m\delta \nu_e^2} = \frac{2}{3} \frac{e^2 E^2}{m\delta \nu_e^2} \quad (8.1.27)$$

式中使用了 $1 + \cos 2\omega t = 2\cos^2 \omega t$ 的关系式。与 (8.1.21a) 式比较发现, 在 VLF 条件下, 电子温度也是准稳态的。这是预料中的, 在 VLF 条件下, 电子温度的弛豫时间 $\frac{1}{\delta \nu_e}$ 比场量变化弛豫时间 $\frac{1}{\omega}$ 短。在场变化一周时, 电子温度的变化已经结束, 故而电子温度应该是准稳态的。

比较有意义的是高频情况, 此时有 $\omega \gg \delta\nu_e$, 由(8.1.25)式可得

$$T_e - T = \frac{e^2 E_0^2}{3m\delta(\nu_e^2 + \omega^2)} \quad (8.1.28)$$

由此可见, 电子温度 T_e 与时间无关, 并正比例于场幅 E_0^2 。这是因为频率 ω 很高, 电子温度弛豫时间 $\frac{1}{\delta\nu_e}$ 比波周期 $\frac{2\pi}{\omega}$ 大很多, 电子温度跟不上场的快速变化。因此, 电子温度确定在一个与时间无关的某一平均值上, 并且偏离很小。

8.1.4 等离子体场 E_p , 等离子体非线性的产生

可以将(8.1.28)式改写成如下形式

$$\frac{T_e}{T} = 1 + \frac{e^2 E_0^2}{3mT\delta(\omega^2 + \nu_e^2)} = 1 + \left(\frac{E_0^2}{E_p^2} \right) \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_e^2} \quad (8.1.29)$$

$$\Delta\left(\frac{T_e}{T}\right) \propto \Delta\left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2$$

$$\text{其中 } E_p = \left[\frac{3Tm\delta}{e^2} (\nu_{e0}^2 + \omega^2) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= 4.2 \times 10^{-5} [\delta T (\omega^2 + \nu_{e0}^2)]^{\frac{1}{2}} (\text{mV/m}) \quad (8.1.30)$$

称为等离子体场, 且 ν_{e0} 是无场时 ($T_e = T$) 的电子碰撞频率 [见(8.1.14)和(8.1.15)式]。

由(8.1.30)可见, 等离子体场 E_p 是衡量场 E_0 的非线性效应重要性的度量。 E_p 和介质的特性及波频率 ω 有关。当 ω 较低时, E_p 值较小, 反之亦然。当 $E_0 \gg E_p$ 时有 $T_e \gg T$, 电子被强烈加热 $\frac{T_e}{T} \gg 1$, 如果考虑由电子及正离子组成的等离子体, 如果 ν_{ei} 是主要的,

由(8.1.15)式得知 $\Delta\nu_{ei} \propto \Delta\left(\frac{T_e}{T}\right)$, 再由(8.1.9)式, (8.1.12)式及(8.1.13)式可知, $\Delta\epsilon_e \propto \Delta\nu_e$, $\Delta\sigma_e \propto \Delta\nu_e$, 因此可得出如下结论, 热非线性引起的复介电常数 ϵ'_T 的变化

$$\Delta\epsilon'_T \propto \left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2 \quad (8.1.31)$$

类似地,在 ν_{em} 为主要时,也可得到相似的结论。所以当电场足够强时,则由复介电常数变化引起的非线性效应就非常严重,叠加原理遭到破坏。如上所述,由于在低频时 ω 小, E_p 小,故在低频电场情况下,中等强度的 E_0 就能引起等离子体的非线性。一般地在中波段比较容易观测到如交叉调制效应(卢森堡效应)那样的非线性效应,其原因也概出于此。交调效应是本世纪 30 年代由 Telegen 发现的。

同样,在存在外磁场时, $\mathbf{B} \neq 0$, 经类似的处理可以得到

$$\frac{T_e}{T} = 1 + \left(\frac{E_0^2}{E_p^2}\right) (\omega^2 + \nu_{e0}^2) \times \left\{ \frac{\cos^2 \beta}{\omega^2 + \nu_e^2} + \frac{\sin^2 \beta}{2[(\omega - \omega_H)^2 + \nu_e^2]} + \frac{\sin^2 \beta}{2[(\omega + \omega_H)^2 + \nu_e^2]} \right\} \quad (8.1.32)$$

其中 β 为场 \mathbf{E} 与 \mathbf{B} 之间夹角。由式可见与前述一样,在外磁场存在时,足够的 E_0 也可引起等离子体的非线性效应, E_p 也是衡量 E_0 非线性效应重要性的度量。

8.1.5 伸缩非线性

以上讨论的热非线性效应主要与电子在电场中碰撞加热有关。在电离层中,还有一类与碰撞无关的非线性。同上面相反,当受到电场扰动的等离子体区域尺度远小于平均自由程时,这类非线性在无碰撞等离子体中起主要作用。其机制大致如下:由无线电波的非均匀交变电场对电子施加压力,因而压缩了等离子体。电子浓度以及与此有关的等离子体的介电常数变得依赖于电场的振幅,由此引起了电动力学过程的非线性。常常把这种非线性称为伸缩非线性。伸缩非线性引起的介电常数扰动为

$$\Delta\epsilon_s \approx \frac{eE_0^2}{8mT\omega^2} \quad (8.1.33)$$

两种非线性在电离层中不同频率和不同功率无线电波在不同高度上产生的 $\Delta\epsilon_T$ 和 $\Delta\epsilon_s$ 值列于表 8.1 中。

表 8.1 电离层扰动的比较数值:热非线性($\Delta\epsilon_T$)和伸缩($\Delta\epsilon_s$)

ω (s^{-1})	$z = 100(\text{km})$			$z = 300(\text{km})$			
	10^6	10^7	10^8	3×10^7	10^8	10^9	
$W_0 = 10^2$	$\Delta\epsilon_T$	1.1	1.2×10^{-2}	1.2×10^{-4}	4.1×10^{-4}	3.8×10^{-5}	3.8×10^{-7}
(KW)	$\Delta\epsilon_s$	8×10^{-4}	8×10^{-6}	8×10^{-8}	1.5×10^{-6}	1.4×10^{-9}	1.4×10^{-11}
$W_0 = 10^4$	$\Delta\epsilon_T$	110	1.2	1.2×10^{-2}	4.1×10^{-2}	3.8×10^{-3}	3.8×10^{-5}
(KW)	$\Delta\epsilon_s$	8.0×10^{-2}	8×10^{-4}	8×10^{-6}	1.5×10^{-6}	1.4×10^{-7}	1.4×10^{-9}
$W_0 = 10^6$	$\Delta\epsilon_T$	1.1×10^4	120	1.2	4.1	0.38	3.8×10^{-3}
(KW)	$\Delta\epsilon_s$	8	8×10^{-2}	8×10^{-1}	1.5×10^{-4}	1.4×10^{-5}	1.4×10^{-7}

表中, W_0 为等效偶极子的有效辐射功率,它反映了 E_0 情况。在实际台站的功率情况下,比率 $\left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2$ 可达 1 甚至还要大的量级,因此强场的作用大大地改变了等离子体的特性。此时非线性决定着电波传播的整个特征。由表 8.1 还可以看出,电离层中,由强电波中电子加热引起的热非线性起主要作用。但在一定条件下,如在非稳态过程中,伸缩非线性是重要的。例如在比电子自由路径时间短的无线电短脉冲期间内伸缩非线性就变得重要了。同时由表 8.1 中数据可知,在低频情况下,非线性效应较易产生。

§ 8.2 无线电波对电离层的非线性作用

8.2.1 强电波对电离层电子和离子的加热

假设处于交变场中的等离子体是由电子和具有电荷为 eZ_k ($Z_k = \pm 1, \pm 2, \dots$ 等为电荷的符号),质量为 M_k 的 k 种类型的粒子及中性分子所组成,这比较符合电离层的实际情况。在高频情

况下, $\omega \gg \delta \nu_e$, 已得到电子的增温由(8.1.28)式给出, 且电子温度 $T_e \propto E_0^2$ 。对离子, 由方程(8.1.17)式, 可类似地写出其平衡方程为

$$\frac{dT_i}{dt} = \delta_{ei} \nu_{ei} (T_e - T_i) - \nu_{im} (T_i - T) \quad (8.2.1)$$

其中 T_i 为离子温度, T 为中性分子温度, 一般设为常数。 δ_{ei} 为电子与离子一次碰撞的损失能量。 ν_{ei} , ν_{im} 分别是电子-离子及离子-分子的碰撞频率。在高频电场情况下, 有 $\omega \gg (\delta_{em} \nu_{em} + \delta_{ei} \nu_{ei})$, δ_{em} 为电子-分子一次碰撞损失能量, ν_{em} 为电子-分子碰撞频率。在假定 δ 和 $\frac{\delta \nu}{\omega}$ 都较小的情况下, (8.2.1)式有稳态解

$$\delta_{ei} \nu_{ei} (T_e - T_i) = \nu_{im} (T_i - T) \quad (8.2.2)$$

或

$$T_i = \frac{\delta_{ei} \nu_{ei} T_e + \nu_{im} T}{\delta_{ei} \nu_{ei} + \nu_{im}} \quad (8.2.3)$$

由(8.2.2)式可见, 离子温度 T_i 处于电子温度 T_e [参见 8.1.19) 式] 和中性分子温度 T 之间。如果再假定 $\nu_{im} > \delta_{ei} \nu_{ei}$, 即离子对分子碰撞占主要时, 则 T_i 接近于 T , 此时有

$$T_i = T + \Delta T_i, \quad \Delta T_i = \frac{\delta_{ei} \nu_{ei}}{\nu_{im}} (T_e - T) \quad (8.2.4)$$

原则上, 由(8.1.17)式及(8.2.2)式给出的电子或离子温度同场的振幅 E_0 关系, 大体上为一单调上升的曲线(图 8.1)。

对完全等离子体而言, 在低温状态下, $T_i \approx T_e$, 电子温度与离子温度相近。在高温情况下, 随着 E_0 的增加, T_e 按 E_0^2 成比例增加。由关系(8.1.15)有

$\nu_{ei}(T_e) = \nu_{ei}(T) \left\{ \frac{T_e}{T} \right\}^{-\frac{3}{2}}$, 因此

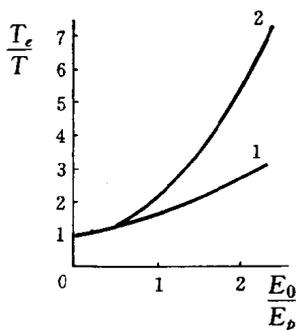


图 8.1 同分子碰撞中电子的温度, 离子温度也有相似的关系

1. $\omega^2 \ll \nu_{e0}^2$, 2. $\omega^2 \gg \nu_{e0}^2$

随着电子温度 T_e 上升, ν_{ei} 将以 $\left(-\frac{3}{2}\right)$ 的幂次减少, 而由(8.2.4)式可知离子温度变化 ΔT_i 减少, 从而 T_i 减少, 最后导致 $T_i \approx T$, 即离子温度接近于中性温度。大大低于电子温度 T_e 。

8.2.2 电离层电子和离子浓度扰动

无线电波入射到电离层后, 电波的强交变电场提高了电离层受扰区域的电子温度($T_e \propto E_0^2$)。随着 T_e 的增加, 将导致有效复合系数 α_{eff} 的变化。特别在 E 层内, 随着 T_e 的增加, α_{eff} 下降。因此, 在交变电场的影响下, 电子和离子浓度增加。在高电离层, 电子浓度 N 的这一增加要受输运过程的限制。因为在 F 层的最大值区域, 输送过程的作用比起复合系数的变化更为重要。在电离层均匀等离子体中, 其电子浓度 N 由(3.6.15)式可知是反比例于 $(\alpha_{eff})^{\frac{1}{2}}$ 的, 即大致有关系式

$$N \propto \left(\frac{1}{\alpha_{eff}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.2.5)$$

再由(3.7.15)式可知

$$\alpha_{eff} \propto T_e^{-\frac{1}{3}} \quad (8.2.6)$$

对(8.2.5)式取 Δ , 最后与(8.2.6)式联合可得

$$\frac{\Delta N}{N_0} \propto \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \quad (8.2.7)$$

或

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \gamma_1 \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \quad (8.2.8)$$

其中 γ_1 是与 n_{NO^+} , $n_{O_2^+}$ 及 n_{O^+} 有关的比例常数。 γ_1 随高度变化的值列于表 8.2。

表 8.2

日间电离层 γ_1 与高度的关系

z, km	γ_1	z, km	γ_1	z, km	γ_1
60	0.55	110	0.49	160	0.42
70	0.55	120	0.45	170	0.36
80	0.53	130	0.45	180	0.27
90	0.51	140	0.445	190	0.16
100	0.505	150	0.44	200	0.08

由表可以看出,直至 160km ~ 170km 处, γ_1 接近 0.5; 大于 170km, γ_1 很快下降,在 $z > 200\text{km}$ 处, γ_1 实际上等于零。实用中在 $z < 180\text{km}$ 时,可近似假定 $\gamma_1 = 0.5$; 在 $z > 180\text{km}$ 时, $\gamma_1 = 0$ 。因此由电子加热引起的电离—复合平衡的变化仅仅在 $z < 200\text{km}$ 时才是重要的。其理由是电子加热只能改变 NO^+ 和 O_2^+ 离子的数目 [$\alpha \propto T_e^{-\frac{1}{3}}$]。当 $z > (180 \sim 200)\text{km}$ 时, O^+ 离子起主要作用, NO^+ 与 O_2^+ 的相对浓度可以忽略。而 O^+ 离子的复合主要与 β 有关,而 T_e 不影响 β 。即 O^+ 离子的浓度与电子温度 T_e 无关。在大于 180km ~ 200km 的区域内, T_e 的变化对离子或电子的总数 N 几乎没有影响。

在电离层 D 区, $z < 180\text{km}$, 复合同离子以及负离子集合的形成有关。这里,电场的加热产生了明显的电子温度扰动。由于无线电波对电离层等离子体的强烈作用,将使该区域的电离平衡产生特别大的变化。一些新的过程,如氧的离解附着和电子碰撞产生电离等过程具有决定性的作用。以下将要讨论 D 区在强电波作用下电子浓度 N 的变化。

8.2.3 低电离层中强电波的影响

以上已经讨论了当等离子体在无线电波的交变场中加热时,由离解复合系数的变化而引起的电离层中电子浓度和离子浓度 N 的变化。一般地, N 的这种变化不是十分强烈。然而,在很强

的电场中,可能出现新的电离和复合机制,而且可能显著增加等离子体的电离度。

(1) 电离平衡的变化

在很强的场中,由加速电子引起的分子电离和导致产生负离子的离解附着过程将起重要的作用。将描述电子浓度 N 和负离子浓度 N^- 的电离平衡方程(3.7.3)及方程(3.7.4)重写如下,并用 N^- 代替 n^- , $\alpha \rightarrow \alpha_e$

$$\frac{dN}{dt} = q + \nu_{ion}N - \nu_a N + \nu_d N^- - \alpha N(N + N^-) \quad (8.2.9)$$

$$\frac{dN^-}{dt} = \nu_a N - \nu_d N^- - \alpha_e N^-(N + N^-) \quad (8.2.10)$$

式中 q 为外源产生的总电离强度。 $(N + N^-) = N^+$ 反映了电离层电中性性质。 ν_{ion}, ν_a, ν_d 分别对应于(3.7.3)式和(3.7.4)式中的 ρ, a 及 δ 。 ν_{ion} 是快电子(加速电子)引起的分子电离频率(即前述剥离系数 ρ)。由动力学推知, ν_{ion} 与场幅 E_0 有指数关系 ($\nu_{ion} \propto e^{E_0}$)。

ν_a 是电子附着到分子上的频率,在低电离层条件下,电子由三体碰撞而附着到氧分子上,又因离解而附着到臭氧和氧分子上的过程起重要作用。因此 ν_a 一般为

$$\nu_a = (k_1 N_{O_3} + k_2 N_{N_2}) N_{O_2} + k_3 N_{O_3} + k_a N_{O_2} \quad (8.2.11)$$

这里 k_1, k_2 是三体碰撞附着系数。据文献报道

$$k_1 = 1.4 \times 10^{-29} \exp\left[-\frac{600}{T_e}\right] \text{cm}^6/\text{s}$$

$$k_2 = 1.0 \times 10^{-31} \text{cm}^6/\text{s}$$

这里电子温度 T_e 以 K 为单位。臭氧的离解附着系数为 k_3 , $k_3 \approx (1 \sim 10) \times 10^{-12} \text{cm}^3/\text{s}$, 对于氧气的离解附着系数为 k_a , 而且也有 $k_a \propto e^{E_0}$ 关系。随着电子温度 T_e 升高, k_a 升高逐渐变慢。

ν_d 是电离层中电子剥离频率,主要由光剥离和激发氧分子

[O₂(¹Δ_g)]的碰撞剥离。一般与 T_e 关系不大,基本上是常数。

α 是离解复合系数,一般地有

$$\alpha = \alpha_1 n_{\text{NO}^+} + \alpha_2 n_{\text{O}_2^+} + \alpha_3 n_c \quad (8.2.12)$$

其中 α₃ 为离子团粒结构(集合)的离解复合系数;相对集合浓度

$n_c = \frac{N^+}{N^- + N^+}$; 在 z ≤ 80km 离子集合占优势,因此在 D 区,这种复合突然增加,α_i 是正离子同负离子的复合系数。如前所述,α 是 T_e 的函数。

由(8.2.10)式可得到稳态解

$$N^- = \frac{N\nu_a}{\nu_d + \alpha_i(N + N^-)}$$

在准中性条件下, N + N⁻ = N⁺, 于是电子浓度 N 和负离子浓度 N⁻ 用 N⁺ 表示为

$$N = \frac{\nu_d + \alpha_i N^+}{\nu_a + \nu_d + \alpha_i N^+} N^+ \quad (8.2.13)$$

$$N^- = \frac{\nu_d}{\nu_a + \nu_d + \alpha_i N^+} N^+ \quad (8.2.14)$$

将以上两式代入(8.2.9)式可得到关于 N⁺ 的三次方程

$$q_i(\nu_a + \nu_d + \alpha_i N^+) + \nu_{ion} N^+(\nu_d + \alpha_i N^+) - N^{+2}(\alpha_i \nu_a + \alpha \nu_d + \alpha \alpha_i N^+) = 0 \quad (8.2.15)$$

在低电离层,通常满足

$$\alpha \alpha_i N^+ \ll \alpha_i \nu_a + \alpha \nu_d$$

即

$$\alpha_i N^+ \ll \frac{\alpha_i}{\alpha} \nu_a + \nu_d \quad (8.2.16)$$

如果 α_i ≪ α, 则又有近似关系 α_i N⁺ ≪ ν_d, 于是正离子浓度 N⁺ 为

$$N^+ = \frac{1}{2[\alpha_i(\nu_a - \nu_{ion}) + \alpha \nu_d]} \times \{ \nu_{ion} \nu_d + \alpha_i q_i + [(\nu_{ion} \nu_d + \alpha_i q_i)^2 + 4 q_i(\nu_a + \nu_d)(\alpha_i \nu_a + \alpha \nu_d - \alpha_i \nu_{ion})]^{1/2} \} \quad (8.2.17)$$

通常可以将 α_i q_i 略去。考虑到 N⁺ = N + N⁻ = N (1 + $\frac{N^-}{N}$)

$= N(1 + \lambda)$, 电子浓度 N 写成

$$N \approx \frac{\nu_{ion} + \sqrt{\nu_{ion}^2 + 4q_i(1 + \lambda) \left(\alpha_{eff} - \alpha_i \frac{\nu_{ion}}{\nu_d} \right)}}{2(1 + \lambda) \left(\alpha_{eff} - \alpha_i \frac{\nu_{ion}}{\nu_d} \right)} \quad (8.2.18)$$

式中已令

$$\lambda = \frac{N^-}{N} = \frac{\nu_d}{\nu_d + \alpha_i N^+}, \quad \alpha_{eff} = \alpha + \lambda \alpha_i$$

并利用了近似关系(8.2.16)式。当 $\nu_{ion} = 0$ 时, 快电子电离不重要, 上式成为

$$N = \sqrt{\frac{q_i}{(1 + \lambda) \alpha_{eff}}} \quad (8.2.19)$$

与(3.7.12)式一样。

如上所述, 因为 ν_{ion} 、 ν_a 及 α 都与 T_e 有关, 因此, 当电波入射到电离层后, 由于 T_e 的变化必将引起电子浓度 N 的变化。图(8.2)示出了当入射电波场 E_0 变化时, 在 85km 高度上日间 $\frac{N^-}{N}$ 与 $\frac{N}{N_0}$ 随 E_0 的变化关系。其中 N^- 及 N 由(8.2.13)、(8.2.14)式与(8.2.18)式确定。 N_0 为 $\lambda = 0$ 时的 N 值[见(8.2.19)式]。

由图马上就可看出, 最初, 在 $\frac{E_0}{E_p} \leq 5$ 时, 电子浓度增加, 这是由于电子被加热时, 离解复合系数 α_{eff} 下降的结果。当 $E_0 > E_c^-$ [$E_c^- \approx (3 \sim 5)E_p$] 时, 电子离解附着到氧分子上的过程开始占优势。附着频率随电场振幅增加而指数上升, 于是负离子浓度强烈增加, 同时也导致电子的消失。此时 α_{eff} 都变大, 按(8.2.19)式, 若忽略 ν_{ion} , 则 N 减少, 减少量大约为 1.5 到 2 个量数。这就好象强无线电波的场抑制了电离层一样。

在 $E_0 \geq E_i$, $E_i = 10E_p$ 时, 快电子引起的电离层的附加电离起主导作用, 与之相比, 外源引起的电离 q_i 失去重要性。因此在

$E_0 \geq E_i$ 期间, q_i 的变化不影响等离子体的状态。由于加速电子的附加电离, 电子浓度 N 停止下降, 并有回升的趋势。这个上升要受到离解附着频率连续增加的阻碍。因为此时 $\frac{N^-}{N}$ 在附着过程控制下, 仍呈上升的趋势。

在 $E_0 = E_c \approx 20E_p$ 时, 附着系数随 E_0 增加而增加的趋势减慢, 最后不再增长。而电离频率变得可与附着频率相比较。此时电子浓度将突然增加, 甚至变为无限大, 即气体开始击穿了。 E_c 称为临界击穿场, 一般地取 $E_c \approx 0.72 \times 10^{-15} N_m V \cdot \text{cm}^2$, 这里 N_m 是空气分子的浓度。

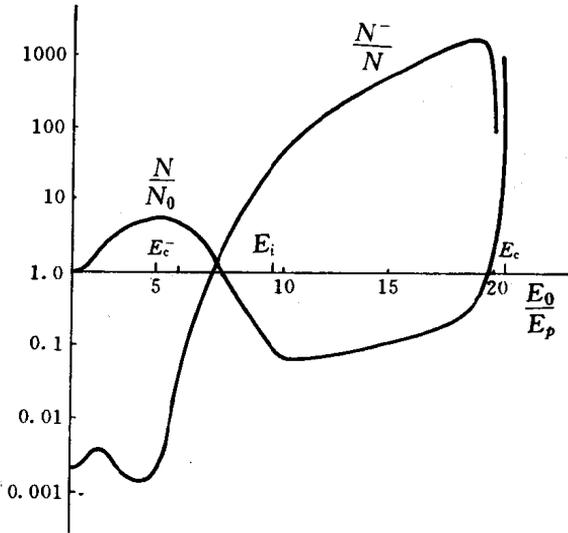


图 8.2 无线电波场引起日间电离层电子浓度 $\frac{N}{N_0}$ 与负离子浓度

$$\frac{N^-}{N} \text{ 的变化。 } z = 85\text{km}, N_0 = 2.5 \times 10^3 / \text{cm}^3$$

对于不同的高度 z , 临界击穿场 E_c 是不一样的, 图 8.3 显示

了 E_c 与 z 的关系。由图可见，随着高度 z 增加， E_c 迅速下降。在某一高度， E_c 为定值。随着波的频率不同， E_c 随高度的变化也不同。 ω 不同，在不同高度保持不同的定值 E_c 。

当 $E_0 \geq E_c$ 时，等离子体中的电子浓度很快增加。在电离层，穿过其中的无线电波波场在大于 E_c 时，一方面电离层

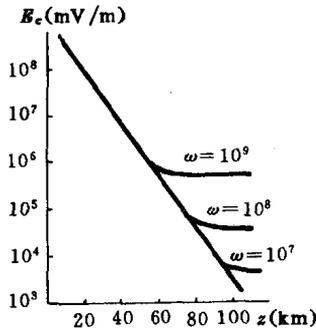


图 8.3 上层大气的临界击穿场 E_c

等离子体将处于击穿的状态，电子浓度将很快增加；另一方面，随着电子浓度增大，对电波的吸收将变大，电波强度下降很快。于是在 $E_0 \geq E_c$ 时，两种过程使电子浓度处于某种稳定平衡状态，电子浓度不会增加太多。这是等离子体中电波自作用的一个例子。

实际上，在比 E_c 弱一个量级的电场中，如图 8.2 中的 $E_0 \leq E_c$ 时，等离子体电离已出现了明显扰动。此时等离子体的不稳定性激发可能起重要的作用。不稳定性激发将导致无线电波的聚焦，等离子体加热的增强以及电子加速等现象。实验中也观测到无线电波引起的低电离层的扰动。

(2) 等温电离过程

以上讨论的是电波通过电离层时对电子加热产生的影响，在 $z \leq 60\text{km}$ 时，中性气体的加热可能起着重要的作用。在高中性气体温度情况下，温度变化将引起中性气体的电离，从而使电子浓度达到相当量级。气体的高温可由大功率无线电波能量的欧姆损耗来维持。因此大功率的无线电波也可使中性气体电离，这就是所谓的等温电离过程。

中性成分的加热，不仅可以引起等温电离，而且也可能引起电离层中其他显著效应。例如无线电波引起的中性气体的加热足够强烈时，受热的气团将向上“浮动”。在受热区域上面可以出现电

子温度随高度减小的区域,即温度梯度 $\frac{dT_e}{dz} < 0$ 。在此区域内,对流不稳定性很容易发展。而中性气体的不稳定性加热将导致重力波和声波等大气波动的产生。声重波在向上传输时,可以引起电离层的等电子浓度面的变化等而影响电离层。在低电离层,无线电波对中性气体加热的过程通常是很慢的。一般地,中性气体温度变化大约在 $10^4 \sim 10^6$ 秒钟以后发生。在 F 层,它可能起更重要的作用,其特征时间大约为 10^2 秒。

§ 8.3 无线电波的自作用

前二节讨论指出当强电波照射电离层时,电离层中的介电常数 ϵ 与场强 E_0 有关而成为非线性,且有 $\epsilon = \epsilon(\omega, z, E_0)$ 。同时在场强的作用下,低电离层电子浓度也产生扰动。这些将引起描述电离层电波传播的主要参数——复折射指数 $n^2 = \epsilon'$ 的变化。它包括实部 μ 及虚部 χ 的变化。电离层的非线性势必影响到电离层电波传播特性(折射与吸收)。在低电离层,非线性主要影响电波的振幅。

假定电离层等离子体是水平分层且各向同性的,且一单色平面波垂直入射其上。在边界面上($z=0$)电场为 $E_0(0)\cos\omega t$,在高频近似下($\omega \gg \delta\nu_e$),电场满足以下标量波动方程

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + k_0^2 \epsilon'(\omega, z, E_0) E = 0 \quad (8.3.1)$$

k_0 为自由空间的波数, ϵ' 为介电常数,在弱场情况下与 E_0 无关。对于强场,由于 ϵ' 与 E_0 有关,于是上式成为非线性的。在慢变介质中,上式有 WKB 解为

$$E = C e^{-jk_0 \int_0^z \mu dr} \cdot e^{-k_0 \int_0^z \chi dr} \quad (8.3.2)$$

在一级近似条件下, C 是常数,且有

$$\epsilon'(\omega, z, E_0) = (\mu - j\chi)^2 \quad (8.3.3)$$

μ 与 χ 分别是折射指数的实部和虚部,都与 ω 、 z 及 E_0 有关。在写出 WKB 解时,已略去不重要的因子 $\left(\frac{\epsilon(0)}{\epsilon(z)}\right)^{\frac{1}{4}}$ 。于是场的振幅为

$$E_0 = C e^{-k_0 \int_0^z \chi(\omega, z, E_0) dz} \quad (8.3.4)$$

将上式对 z 微分后有

$$\frac{dE_0}{dz} + k_0 \chi(\omega, z, E_0) E_0 = 0 \quad (8.3.5)$$

这就是等离子体中场振幅的非线性方程。对于给定的 χ , 振幅是 z 的函数。已由(8.1.9)式求得复介电常数 ϵ' 的实部 ϵ 及虚部 σ , 代入(8.3.3)式,考虑在 $\omega \gg \delta\nu_e$ 及 $\epsilon \neq 0$ (不在反射区)区域中近似地有 $\omega \gg \sigma$ 关系,于是可求得 μ 及 χ_0 。并得到

$$\chi = \frac{2\pi e^2 N \nu_e}{m\omega\mu(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (8.3.6a)$$

上式又可写成

$$\chi(z, E_0) = \chi_0(z) \frac{N(T_e) \nu_e(T_e)}{N_0 \nu_{e0}} \frac{1 + \frac{\omega^2}{\nu_{e0}^2}}{\frac{\nu_e^2(T_e)}{\nu_{e0}^2} + \frac{\omega^2}{\nu_{e0}^2}} \quad (8.3.6)$$

其中 $\chi_0(z) = \frac{2\pi e^2 N_0 \nu_{e0}}{m\omega\mu(\omega^2 + \nu_{e0}^2)}$ 是线性理论中电波的吸收系数, $\nu_e(T_e) = \nu_{em} + \nu_{ei}$ 是有效碰撞频率。

再假定 ν_{e0} 和电子温度 T_{e0} 及分子温度 T 不依赖于电子,且有 $T = T_{e0}$,先考虑电子-分子碰撞起主要作用时的解。由(8.1.14)

式,此时 $\nu_e(T_e) = \nu_{e0} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}}$ 。引入新的变量

$$\tau = \left(\frac{T_e(E_0)}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.3.7)$$

据此,(8.1.29)式可写成

$$\tau^2 - 1 = \left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2 \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} \quad (8.3.8)$$

再取 z 的微分有

$$\frac{1}{E_0} \frac{dE_0}{dz} = \frac{\tau(\omega^2 + 2\nu_{e0}^2\tau^2 - \nu_{e0}^2)}{(\tau^2 - 1)(\omega^2 + \nu_{e0}^2\tau^2)} \frac{d\tau}{dz} \quad (8.3.9)$$

将此式代入方程(8.3.5),利用(8.3.6)式,可得

$$\frac{d\tau}{dz} \left(\frac{1}{\tau^2 - 1} + \frac{2\nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2} \right) + \frac{\omega}{c} \chi_0(z) \frac{N(\tau^2)}{N_0} = 0 \quad (8.3.10)$$

如果波场中电子浓度不变, $\frac{N(\tau^2)}{N_0} = 1$, 上式有解为

$$\frac{\tau - 1}{\tau + 1} \exp\left(\frac{4\nu_{e0}^2\tau}{\omega^2 + \nu_{e0}^2}\right) = C \exp(-2K) \quad (8.3.11)$$

式中 $K(z)$ 是电波在 z 高度处总吸收系数, 且有

$$K(z) = k_0 \int_0^z \chi_0(\tau) d\tau, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \quad (8.3.12)$$

在边界面上 $K(0) = 0$, 电波振幅为 $E_0(0)$, 故可确定常数 C 为

$$C = \frac{\tau_0 - 1}{\tau_0 + 1} \exp\left(\frac{4\nu_{e0}^2\tau_0}{\omega^2 + \nu_{e0}^2}\right) \quad (8.3.13)$$

$$\left. \begin{aligned} \tau_0 &= \left\{ \frac{T_e[E_0(0)]}{T} \right\}^{\frac{1}{2}} \\ \tau &= \tau(z) = \left\{ \frac{T_e[E_0(z)]}{T} \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (8.3.14)$$

由(8.3.14)式可知, τ_0 是 τ 的最大值。随着高度 z 增加从而 $K(z)$ 增加, τ 值单调地下降。在等离子体内部 $K \gg 1$, τ 值接近于 1, 波振幅变得非常小。

利用(8.3.11)式给出的 τ 的解, 场振幅可由(8.3.8)式解出。一般地, 把场振幅表示为以下形式

$$E_0(z) = E_0(0) \exp[-K(z)] \cdot P\left(\frac{E_0(0)}{E_p}, \frac{\omega}{\nu_{e0}}, K(z)\right) \quad (8.3.15)$$

其中 P 称为自作用因子, 它是 $\frac{E_0(0)}{E_p}$ 、 $\frac{\omega}{\nu_{e0}}$ 和 $K(z)$ 的函数。显然,

对于弱场, P 很接近于 1, 所以在等离子体内部波按平常的吸收规律衰减。当深入到 $K(z) \gg 1$ 的等离子体内部时, 由 (8.3.8) 式得知 $\tau \rightarrow 1$ 。从 (8.3.11) 式解得

$$\tau(z) = 1 + 2 \exp \left[- \frac{4\nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2} \right] \cdot C \cdot \exp(-2K) \quad (8.3.16)$$

这里 $C = C(\tau_0)$ 由 (8.3.14) 式决定。当 $\tau \rightarrow 1$ 时, 由 (8.3.8) 式有

$$E_0(z) = E_p \sqrt{2} \cdot \sqrt{\tau - 1} \quad (8.3.17)$$

将 (8.3.16) 中的 $(\tau - 1)$ 代入上式, 可得

$$E_0(z) = 2E_p \sqrt{C} \exp \left[- \frac{2\nu_{e0}^2}{\omega^2 - \nu_{e0}^2} - K \right] \quad (8.3.18)$$

于是由 (8.3.15) 式可求得在 $K \gg 1$ 时自作用因子 P

$$P = 2 \frac{E_p}{E_0(0)} \sqrt{\frac{\tau_0 - 1}{\tau_0 + 1}} \exp \left[\frac{2\nu_{e0}^2(\tau_0 - 1)}{\omega^2 + \nu_{e0}^2} \right] \quad (8.3.19)$$

高频时有 $\omega^2 \gg 2\nu_{e0}^2(\tau_0 - 1)$, $P < 1$ 。如果波场振幅很强, 近似有 $\tau_0 \gg 1$, 此时 P 将变得与 τ_0 无关。因此, 在强高频电波作用下, 等离子体内部对电波的吸收随 T_e 的增加而增加 (因为 $\nu_e \approx T_e$), 也就是随着 E_0 增加将导致电波振幅吸收增大。但当满足 $\tau_0 \gg 1$

时, $E_0(0) \gg E_p$, 因子 P 随 $E_0(0)$ 按 $\frac{E_p}{E_0(0)}$ 的比例增加而减少。二者共同作用的结果使等离子体内部波场趋向于某个恒定值

$$E_0(z) \rightarrow 2E_p e^{-K} \quad (8.3.20)$$

而与边界面上的波振幅 $E_0(0)$ 无关。尽管增加边界面上的振幅 $E_0(0)$, 但内部场幅不受影响, 好象产生了“饱和”一样 (图 8.4 之曲线 1)。

反之, 在低频情况下, $\omega^2 \ll 2\nu_{e0}^2 \tau_0$ 时, 在等离子体内部, 因子 P 随 $E_0(0)$ 的增加而迅速增加。在强场中 P 的表达式为

$$P = 2 \frac{E_p}{E_0(0)} \exp \left[2 \sqrt{\left(\frac{\nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2} \right)^2 \frac{E_0(0)}{E_p}} \right] \quad (8.3.21)$$

自作用因子随 $E_0(0)$ 增加而指数上升。相反地由于 $\omega < \nu_{e0}$, 吸收系

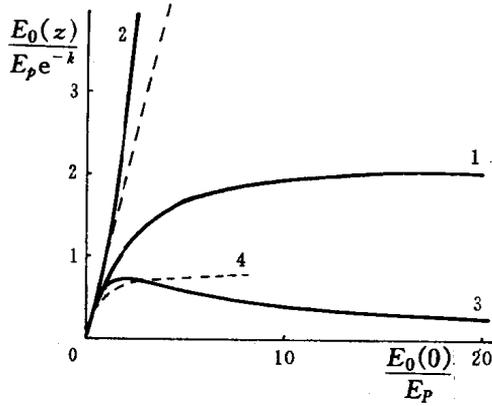


图 8.4 等离子体内波场的振幅

1, $\omega^2 \gg \nu_{e0}^2$; 2, $\omega^2 \ll \nu_{e0}^2$

数随 T_e 的增加而下降,故 $E_0(z)$ 基本上受 P 的控制(图 8.4 之曲线 2)。随 $E_0(0)$ 增加, $E_0(z)$ 迅速增加。图 8.5 显示了不同频率与不同的边界场 $E_0(0)$ 时,在等离子体内部($K \gg 1$)的自作用因子变化。

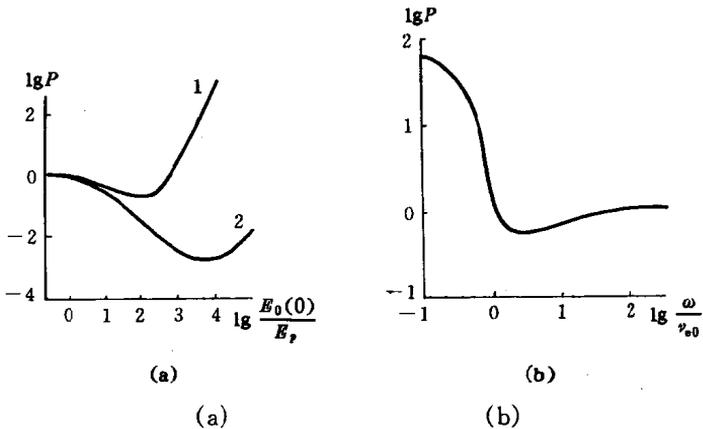


图 8.5 (a)自作用因子与 $E_0(0)$ 的关系

1. $\frac{\omega}{\nu_{e0}} = 4.2$, 2. $\frac{\omega}{\nu_{e0}} = 2.0$

(b) 自作用因子与频率的关系

假如电波在等离子层内反射,那么它再次通过非线性区域,要遭受第二次的非线性吸收。在 $K \gg 1$ 时,反射波的振幅为

$$E_r = E_0 \exp(-K) P^2 \quad (8.3.22)$$

这里 K 是入射波和反射波总的线性吸收。由于自作用因子 P 的作用(与 τ_0 无关),强的高频场中非线性吸收增加,反射波振幅不仅不随入射波振幅增强而增强,甚至会随入射功率的增加而下降,

$E_r \propto \frac{1}{E_0(0)}$ (图 8.4 中之曲线 3)。由图可见,当 $\frac{E_0(0)}{E_p} \gg 1$ 时,反射波的非线性吸收是非常大的。这可与同代表线性解的虚线比较,它完全确定了反射波的振幅。

对于任意 z 值的自作用因子 P 的一般表达式可从(8.3.8)式和(8.3.11)式解出,但非常复杂。对于 $\omega^2 \gg \nu_{e0}^2 \tau$ 情况,可得到 P 的简单极限表达式

$$P = \frac{2E_p}{E_0(0)} \sqrt{\frac{\tau_0 - 1}{\tau_0 + 1}} \left(1 - \frac{\tau_0 - 1}{\tau_0 + 1} \exp(-2K) \right)^{-1} \quad (8.3.23)$$

$$\tau_0 = \sqrt{1 + \frac{E_0^2(0)}{E_p^2}}$$

对于弱场, $\tau_0 \approx 1 + \frac{1}{2} \left[\frac{E_0(0)}{E_p} \right]^2$, 和 $P \approx 1$, 与前述一样。

以上讨论的是关于电子-分子碰撞为主的等离子体。对于电子-离子碰撞占优势的情况,可进行类似的分析,这里就不讨论了。

§ 8.4 电波调制的改变

迄今有关讨论都假定入射波是单色波,如果波是调幅的,且调制频率 Ω 很低,则等离子体的自作用效应可能大大改变波的调制状态。如果调制频率 Ω 很低(低于 $\delta\nu_0$),则调幅波在等离子体中传播的问题和上节讨论的未调制波问题相同。在 $z=0$ 的边界面上,调制波为

$$E_0(0, t) = E_0(0)(1 + M_0 \cos \Omega t) \quad (8.4.1)$$

其中 M_0 为调制度。讨论调幅波问题时, 只需要用 $E_0(0, t)$ 代替上节的 $E_0(0)$, 以上讨论的公式在此一律适用。

8.4.1 强波振幅调制的变化

强波 $E_0(0) \geq E_p$ 的自作用将引起其调制的强烈失真。在 Ω 较低时, 边界面上的波由(8.4.1)式给出。对于等离子体中的波场强度, 其表达式为

$$E(z, t) = E_0(0, t) e^{-K(z)} \cdot P \left[\frac{E_0(0, t)}{E_p}, \frac{\omega}{\nu_{e0}}, K(z) \right] \quad (8.4.2)$$

其中 $E_0(0, t)$ 由(8.4.1)式决定。一般地, $E(z, t)$ 是时间的复杂周期函数, 因此它可写成

$$E = E_0(z) [1 + M_\Omega(z) \cos \Omega t + M_{2\Omega}(z) \cos 2\Omega t + \dots] \quad (8.4.3)$$

式中 $M_\Omega, M_{2\Omega}, \dots$ 为各个谐波的振幅。定义电波的有效调制深度 M 为

$$M(z) = \frac{E_{\max}(z) - E_{\min}(z)}{E_{\max}(z) + E_{\min}(z)} \quad (8.4.4)$$

这里 E_{\max}, E_{\min} 为 z 点波场振幅随时间变化时所具有的最大值与最小值。一般地有 $E_{\max} = E[E_0(0)(1 + M_0), z]$ 及 $E_{\min} = E[E_0(0)(1 - M_0), z]$, 是 $E_0(0), M_0$ 及高度 z 的函数。

当 $M_0 \ll 1$ 时, 以 M_0 为自变量, 在 $M_0 = 0$ 处展开(8.4.4)式并取第一项, 再利用 $E \approx \frac{E_{\max} + E_{\min}}{2}$, 可得 M 的近似表达式为

$$M = M_0 \left[\frac{E_0(0)}{E} \frac{\partial E}{\partial E_0(0)} \right]_{M_0=0} \quad (8.4.5)$$

现在还需求在 $M_0 = 0$ 时即未调制波的 $\frac{\partial E}{\partial E_0(0)}$ 之值。为此, 将(8.3.5)式重写成

$$\frac{dE_0}{E_0} - k_0 \chi(\omega, z, E) dz = 0 \quad (8.4.6)$$

以(8.3.6)式之 χ 代入,考虑 $N \neq N(T_e)$ 情况,整理并积分后上式左边为

$$\int \frac{dE_0}{E_0} \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau_0^2}{\tau_0} - (\nu_{e0}^2 + \omega^2) k_0 \int \chi_0 dz = \int \frac{dE_0}{E_0} \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau_0^2}{\tau_0} - K(z) \quad (8.4.7)$$

其中 $\tau_0 = \tau(E_0(0))$, $K(z) = (\omega^2 + \nu_{e0}^2) \cdot k_0 \int \chi_0 dz$ 为线性衰减。

由(8.4.7)式可以定义以 E 为变量的某个函数 $f(E)$

$$f(E) = \int \frac{dE}{E} \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2}{\tau} \quad (8.4.8)$$

显然,(8.4.7)式前一项为 $f[E_0(0)]$,后项为某个衰减量。于是(8.4.7)式代表 $f(E)$ 的某个边界量加上此量的衰减,即 $f(E)$,于是有

$$f(E) = \int \frac{dE}{E} \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2}{\tau} = f[E_0(0)] - K(z) \quad (8.4.9)$$

因此

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial E_0(0)} &= \frac{\partial E}{\partial f} \cdot \frac{\partial f}{\partial E_0(0)} = \frac{1}{\frac{\partial f}{\partial E}} \cdot \frac{\partial f}{\partial E_0(0)} \\ &= \frac{\tau}{\tau_0} \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau_0^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} \frac{E}{E_0(0)} \end{aligned} \quad (8.4.10)$$

由此得到

$$M = M_0 \frac{\tau}{\tau_0} \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau_0^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} \quad (8.4.11)$$

前已设 $\nu_e = \nu_{e0} \tau$,代入上式有

$$M = M_0 \frac{\nu_e(\tau)}{\nu_e(\tau_0)} \frac{\omega^2 + \nu_e^2(\tau_0)}{\omega^2 + \nu_e^2(\tau)} \quad (8.4.12)$$

如(8.3.8)式所述, τ 是 E 的单调上升函数,因而在 $E = E_0(0)$ 的等离子体边界上, τ 最大并等于 τ_0 ,在等离子体内部 [$E_0(z) \rightarrow 0$], τ

单调地下降到 $\tau = 1$ 。由(8.4.11)式可见在 $\omega^2 \gg \nu_{e0}^2 \tau_0^2$ (高频) 时, 等离子体中由于自作用的结果, $\frac{\tau}{\tau_0} < 1$, 电波的调制深度降低——电波解调了。在 $K \gg 1$ 的等离子体内 $\tau \approx 1$, 由高频近似可得

$$M = \frac{M_0}{\tau_0} \quad (8.4.13)$$

由此可见, 强高频电波的解调是相当明显的(在 $\tau_0 \gg 1$ 时, 甚至完全被解调)。相反, 在低频 ($\omega^2 \ll \nu_{e0}^2$) 时, M 增加, 在等离子体内部近似有

$$M = M_0 \tau_0 \quad (8.4.14)$$

$\frac{M}{M_0}$ 对 $\frac{E_0(0)}{E_p}$ 和对 $\frac{\omega}{\nu_{e0}}$ 的变化曲线分别示于图 8.6 和图 8.7。

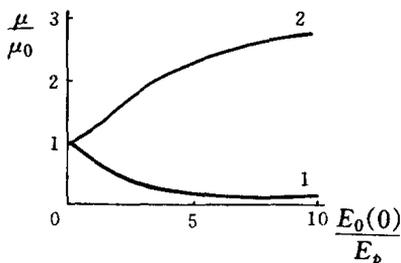


图 8.6 等离子体中电波的调制

$$\text{深度 } \frac{\mu}{\mu_0} = \frac{M}{M_0}$$

1. $\omega \gg \nu_{e0}$, 2. $\omega \ll \nu_{e0}$

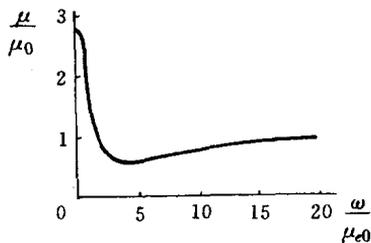


图 8.7 调制深度与频率

$$\text{的关系 } \frac{\mu}{\mu_0} = \frac{M}{M_0}$$

由图可见, 对于 $\omega \gg \nu_{e0}$ 时, 随着 $E_0(0)$ 的增加, 调制深度 M 由于自作用而降低——电波被解调。在低频 $\omega \ll \nu_{e0}$ 时, M 随 $E_0(0)$ 增加而增加。

由于非线性自作用, 不仅电波调制被改变了, 而且还产生了频率为 $2\Omega, 3\Omega, \dots$ 的谐波, 于是波形改变。深入到等离子体内的强场波形变化的一个例子示于图 8.8。它是在 $M_0 = 1$ 时, 强无线电波调制波形的一些特征曲线。

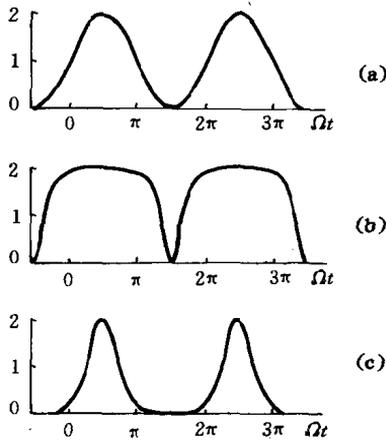


图 8.8 自相互作用对调幅波的影响

$$\frac{E_0(0)}{E_p} = 10, M_0 = 1$$

(a) 在边界上的波, (b) $\omega \gg \nu_{e0}$, (c) $\omega \ll \nu_{e0}$

8.4.2 谐波的产生和非线性检波

1. 三倍频

当强波深入到电离层等离子体中时, 等离子体成为非线性的, 对于频率为 ω 的波, 由于 σ 和 ϵ 与 T_e 有关, 而 T_e 变化中有 $2\omega t$ 的分量, 因此 σ, ϵ 有一频率为 2ω 的交变修正 [见 (8.1.25) 式]。事实上, 当 $\omega \gg \delta\nu_e$ 时, 频率为 2ω 的交变修正 ΔT_e 同稳定温度 \bar{T}_e 相比总是一个小量。由此, 在 $\mathbf{B} = 0$ 情况下, 可以将电子温度 T_e , 运动速度 \mathbf{V}_e 分别写成

$$T_e = \bar{T}_e + \Delta T_e, \quad \mathbf{V}_e = \bar{\mathbf{V}}_e + \Delta \mathbf{V}_e$$

由电子运动方程 (8.1.3) 式与能量守恒方程 (8.1.17) 式可得出

$$\Delta T_e = \delta \frac{E_0^2}{E_p^2} \bar{T}_e \left\{ \frac{\delta \nu_e^2 - 2\omega^2}{4\omega^2 + \delta^2 \nu_e^2} \cos 2\omega t + \frac{2\omega \nu_e}{4\omega^2 + \delta^2 \nu_e^2} \sin 2\omega t \right\} \quad (8.4.15)$$

相应地,对于电流(在 $\omega \gg \nu_e \sqrt{\delta}$ 时)的修正是

$$\Delta \mathbf{V}_e = -\frac{\delta}{4} \frac{e \mathbf{E}_0}{m \omega (\omega^2 + \nu_e^2)} \frac{E_0^2}{E_p^2} \overline{T}_e \left\{ \frac{\partial \nu_e}{\partial T_e} \right\}_{T_e} \times \left\{ \frac{\omega (3\omega^2 - 5\nu_e^2)}{9\omega^2 + \nu_e^2} \cos 3\omega t \right. \\ \left. + \frac{\nu_e (\nu_e^2 - 7\omega^2)}{9\omega^2 + \nu_e^2} \sin 3\omega t + \nu_e \sin \omega t - \omega \cos \omega t \right\} \quad (8.4.16)$$

式中 \overline{T}_e 和 $\overline{\mathbf{V}}_e$ 由 (8.1.28) 式与 (8.1.22) 式定义。因此非线性的要求引入了三倍频的电流修正。电流中的有功分量 ($\propto \cos \omega t$) 的修正描述了电导率附加的非线性变化,而无功分量 ($\propto \sin \omega t$) 的修正描述了等离子体介电常数的变化。由于存在频率为 3ω 的交变电流修正,故可能产生频率为 3ω 的谐波。一般说来,在 $\omega \gg \delta \nu_e$ 情况下,谐波的振幅总是比基波振幅要小,并且大约为 $\frac{\delta \nu_e}{\omega}$ 量级。随着基波频率 ω 的下降,谐波频率增加。在强场中,当 $\omega \approx \delta \nu_e$ 时,它可能变得很可观。频率为 $5\omega, 7\omega, \dots$ 的高次谐波的振幅以参数 $\frac{\delta \nu_e}{\omega}$ 的幂次减少。

2. 非线性检波

假如一恒定电流

$$\mathbf{j}_0 = \sigma \mathbf{E} \quad (8.4.17)$$

在等离子体中流动。 \mathbf{E} 是外源产生的电场,例如,在电离层 E 层较低部分高度上存在着强大的电流流动。当调幅波 E 入射到等离子体中时,电子满足温度方程 (8.1.17) 式

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{2}{3} e \mathbf{V}_e \cdot \mathbf{E} - \delta \nu_e (T_e - T) \quad (8.4.18)$$

当 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ 时,上式可以写成 (8.1.24) 式,即

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{eE^2}{3mT(\omega^2 + \nu_e^2)} - \delta \nu_e (\tau^2 - 1) \quad (8.4.19)$$

式中使用了 $\tau = \sqrt{\frac{T_e}{T}}$ 。利用 $\nu_e = \nu_{e0} \tau$ 将上式简化为

$$\frac{d\tau}{dt} + \frac{\delta_0 \nu_{e0}}{2} (\tau^2 - 1) = \frac{eE^2}{6mT} \cdot \frac{\nu_{e0}}{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} \quad (8.4.20)$$

在等离子体边界上有

$$E|_{z=0} = E_0(0)(1 + M_0 \cos \Omega t) \quad (8.4.21)$$

其中 Ω 为低频调制频率。在 $M_0 \ll 1$ 时, 如忽略 M_0^2 量级, 则由 (8.4.3) 式取头两项成为

$$E = E(z)[1 + M_\Omega(z) \cos(\Omega t - \varphi(z))] \quad (8.4.22)$$

将上式代入 (8.4.20) 式, 并对 t 积分得到

$$\tau(z, t) = \tau(z) + M \frac{\delta_0 \nu_{e0} [\tau^2 - 1]}{\sqrt{\Omega^2 + (\delta' \nu_{e0} \tau)^2}} \cos(\Omega t - \varphi - \varphi') \quad (8.4.23)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \delta' &= \delta_0 \left\{ 1 + \frac{\nu_{e0}^2 (\tau^2 - 1)}{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} \right\} \\ \tan \varphi' &= \frac{\Omega}{\delta' \nu_{e0} \tau} \end{aligned} \right\} \quad (8.4.24)$$

而 $\tau = \tau(z)$ 及 $E(z)$ 是未调制波的 τ 和 E 值。由此可见, 电子温度 T_e 被调幅波的低频调制频率 Ω 调制了。即调制波使等离子体的电子温度以低频 Ω 周期性的交变扰动。(8.4.17) 式中的电导率 σ 由于非线性的原因而相应的改变。结果电流 \mathbf{j}_0 被低频 Ω 所调制并形成修正电流 \mathbf{j}_Ω 。等离子体把调幅波的低频调制频率 Ω “检”出来了, 此即非线性检波。由于非线性, 电流 \mathbf{j}_Ω 不仅有 Ω 分量, 而且还存在着 $2\Omega, 3\Omega, \dots$ 等倍频分量。 \mathbf{j}_Ω 的存在, 使等离子体产生频率为 $\Omega, 2\Omega, \dots$ 的无线电波。有人曾研究过由 \mathbf{j}_Ω 引起的地球-电离层波导固有模式的激发, 从而应用于长波及超长波远距离通讯。

§ 8.5 电波的相互作用

等离子体中, 由大功率无线电波引起的变态会影响受扰区的

其他无线电波的传播。这就导致了无线电波的相互作用(简称互作用)。假如大功率电波是由低频 Ω 调幅的,电波在等离子体中产生的扰动也是调制的,从而通过受扰区的其他电波也受到调制,这个现象称为交叉调制(卢森堡效应)。当电波在电离层中传播时,曾观测到过交叉调制的现象。它在中波无线电广播中显得最为明显。

大功率未调制波也能使等离子体变态。结果也引起在变态区域传播的其他电波的吸收和相位改变。除了时间上恒定的变化外,等离子体中也产生随频率而变的交叉变化,其频率是变态电波频率的倍数。因此在介质中,其他无线电波的传播必然出现具有组合频率的电波。

8.5.1 交叉调制

假设调幅波沿 z 轴传播,在等离子体边界($z=0$)干扰波场振幅为

$$E_{01}(0, t) = E_1(0)(1 + M_1 \cos \Omega t) \quad (8.5.1)$$

在 z 点,在几何光学的近似下,波场为

$$E_1(z, t) = E_{01}(z, t) \cos[\omega_1 t - k_1 \int_0^z n_1 d\tau] \cdot P \quad (8.5.2)$$

其振幅为

$$E_{01}(z, t) = \frac{E_1(0)}{\sqrt{\epsilon_1(z)}} \exp(-K_1)(1 + M_0 \cos \Omega t) \cdot P \quad (8.5.3)$$

其中 $\epsilon_1(z)$ 是 z 点电波 E_1 的介电常数。 $k_1 = \frac{\omega_1}{c}$, 且 $K(z)$ 为层中电波的吸收,由下式确定

$$K_1(z) = \frac{\omega_1}{c} \int_0^z \chi_1(z) dz \quad (8.5.4)$$

c 为光速, P 为自作用因子。电离层实验表明,在不很强的干扰电

波情况下,就能观察到交调现象。所以一般都考虑这样的干扰波:其波场强到足以造成等离子体的扰动,但同时又弱到可以略去其自作用,因此可令 $P=1$ 。

在 Ω 很低时,(8.5.2)式中的振幅可看作是准稳态的。因为动量弛豫时间很短,只要分别用(8.5.2)式中的振幅 $E_{01}(z, t)$ 代替 E_0 和利用 $\left[\omega_1 t - k_1 \int_0^z n_1 d\tau \right]$ 代替 ωt ,就可直接利用公式(8.1.22)来计算电子速度 V_e 。对于 $\omega_1 \gg \Omega$ 的情形,温度平衡方程(8.1.24)式写成

$$\frac{dT_e}{dt} + \delta\nu_{e0} T_e = \frac{e^2 E_{01}^2(z, t)}{3m(\nu_{e0}^2 + \omega^2)} \nu_{e0} + \delta\nu_{e0} T \quad (8.5.5)$$

式中因略去了自作用,故用 ν_{e0} 代替 ν_e ,且 $2\omega t$ 项为零,而 $E_{01}(z, t)$ 由(8.5.3)式给出。解(8.5.5)式,可得到温度扰动部分 $\Delta T_e = T_e - T$ 随频率 Ω 和 2Ω 的变化并由下式给出

$$\frac{\Delta T_e}{T} = \frac{2C}{\omega_1^2 + \nu_{e0}^2} \left\{ \frac{1}{\epsilon_1(z)} \right\}^{\frac{1}{2}} e^{-2K_1(z)} \times [A_1 \cos(\Omega t - \Phi_1) + A_2 \cos(2\Omega t - \Phi_2)] \quad (8.5.6)$$

其中

$$\begin{aligned} C &= \frac{M_1 e^2 E_0^2(0)}{3 T_{e0} m \delta_0} \\ A_1 &= \frac{\delta_0 \nu_{e0}}{(\delta_0^2 \nu_{e0}^2 + \Omega^2)^{\frac{1}{2}}} \\ A_2 &= \frac{M_1 \delta_0 \nu_{e0}}{4(\delta_0^2 \nu_{e0}^2 + 4\Omega^2)^{\frac{1}{2}}} \\ \Phi_1 &= \tan^{-1} \left(\frac{\Omega}{\delta_0 \nu_{e0}} \right) \\ \Phi_2 &= \tan^{-1} \left(\frac{2\Omega}{\delta_0 \nu_{e0}} \right) \end{aligned} \quad (8.5.7)$$

温度的变化反过来引起碰撞频率的变化。再次考虑电子-分

子碰撞为主的情形,这时 $\nu_e = \nu_{e0} \left\{ \frac{T_e}{T} \right\}^{\frac{1}{2}}$,所以在假定 ΔT_e 不是很大的情况下($P=1$)有近似关系

$$\Delta \nu_e \approx \nu_{e0} \frac{\Delta T_e}{2T} \quad (8.5.8)$$

现假定有一频率为 ω_2 的未调制弱平面波通过扰动区域,在几何光学近似中,波振幅由下式给出

$$E_{02}(z, t) = \left[\frac{1}{\epsilon_2(z)} \right]^{\frac{1}{4}} E_{02}(0) e^{-K_2(z)} \quad (8.5.9)$$

其中吸收为

$$K_2(z) = k_2 \int_0^z \chi_2(\tau) d\tau \quad (8.5.10)$$

式中吸收系数 χ_2 与碰撞频率有关。所以在扰动区域中 χ_2 受到调制,对于小的 $\Delta \nu$,可将 χ_2 写成

$$\chi_2 \approx \chi_2(\nu_{e0}) + \left[\frac{\partial \chi_2}{\partial \nu_e} \right]_{\nu_{e0}} \cdot \Delta \nu_e \quad (8.5.11)$$

于是第二个波的振幅成为

$$E_{02}(z, t) = \left[\frac{1}{\epsilon_2(z)} \right]^{\frac{1}{4}} E_{02}(0) \exp \left[-\frac{\omega_2}{c} \int_0^z \chi_2(\nu_{e0}, \tau) d\tau \right] \\ \times \left[1 - \frac{\omega_2}{2c} \int_0^z \frac{\partial \chi_2(\nu_{e0})}{\partial \nu_e} \frac{\Delta T_e}{T} d\tau \right] \quad (8.5.12)$$

这里使用了 $e^x \approx 1 + x$ 的近似关系及 $k_2 = \frac{\omega_2}{c}$, c 为光速。将(8.5.6)式代入上式可得

$$E_{02}(z, t) = \text{常数} \times [1 - M_\Omega \cos(\Omega t - \Phi_1) - M_{2\Omega} \cos(2\Omega t - \Phi_2)] \quad (8.5.13)$$

$$\text{其中 } M_\Omega = C k_2 \int_0^z \nu_{e0} \frac{\partial \chi_2(\nu_{e0})}{\partial \nu_e} \cdot \frac{A_1}{\omega_1^2 + \nu_{e0}^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1(\tau)}} \cdot e^{-2K_1(\tau)} d\tau \quad (8.5.14)$$

$$M_{2\Omega} = CM_1 k_2 \int_0^z \nu_{e0} \frac{\partial \chi_2(\nu_{e0})}{\partial \nu_e} \cdot \frac{A_2}{\omega_1^2 + \nu_{e0}^2} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1(\tau)}} e^{-2K_1(\tau)} d\tau \quad (8.5.15)$$

式中 C, A_1 和 A_2 由(8.5.7)式确定。

由(8.5.13)式可见,由于第一个调制波的通过造成碰撞频率调制,第二个波的振幅也受频率 Ω 和 2Ω 的调制。即在频率为 ω_2 的未调幅波上可以检测到调幅干扰波的低频调制信号 Ω 及 2Ω 。这就是著名的卢森堡效应(交调现象)。这两个频率的调制度分别为 M_Ω 及 $M_{2\Omega}$ 。 $M_\Omega, M_{2\Omega}$ 及相位与等离子体参量 and 问题的几何结构有关,而 M_Ω 及 $M_{2\Omega}$ 中的 A_1 和 A_2 都随 Ω 增加而减少。一般地,二阶谐波的调制要比一阶谐波要小,事实上从(8.5.14)式及(8.5.15)式可见

$$M_{2\Omega} = M_\Omega \frac{M_1}{4} \frac{[(\delta_0 \nu_{e0})^2 + \Omega^2]}{[(\delta_0 \nu_{e0})^2 + 4\Omega^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (8.5.16)$$

当频率 Ω 较低时, $M_{2\Omega} < M_\Omega$ 。

在计算中,假设二波都是垂直入射的,类似的方法也可用来讨论斜入射情形。当有外加磁场时,计算变得更复杂。但对各向同性等离子体仍能得到与上述类似的结果。

8.5.2 受扰区内传播的电波吸收变化

假定通过被 $E_1(z, t)$ 扰动的区域中的电波 $E_2(z, t)$ 满足 $\Omega \ll \delta_0 \nu_{e0}$, 且是弱波,此时

$$\begin{aligned} E_{02}(z, t) &= \frac{E_{02}(0)}{\sqrt{\epsilon_2(z)}} \exp(-k_2 \int_0^z \chi_2 ds) \\ &= \frac{E_{02}(0)}{\sqrt{\epsilon_2(z)}} \times \exp(-k_2 \int_0^z \chi_{20} ds) \cdot P_{12} \quad (8.5.17) \end{aligned}$$

式中 χ_2 是受扰区电波 E_2 的吸收系数, χ_{20} 是未受扰区中的吸收系数, P_{12} 是表示 E_1 影响 E_2 程度的因子,称为相互作用因子。在考

虑电子-分子碰撞占优势的等离子体中, χ_2 由(8.3.6)式简化为

$$\chi_2 = \chi_{20} \frac{\tau(\omega_2^2 + \nu_{e0}^2)}{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} \quad (8.5.18)$$

式中 $\tau = \left(\frac{T_e(E_1)}{T} \right)^{\frac{1}{2}}$ 是 E_1 引起的电子温度扰动。由此可得相互作用因子

$$P_{12} = \exp \left\{ -k_2 \int_0^z \chi_{20} \left(\frac{\tau(\omega_2^2 + \nu_{e0}^2)}{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} - 1 \right) ds \right\} \quad (8.5.19)$$

根据线性理论, 在 $\epsilon \gg \frac{4\pi\sigma}{\omega}$ 时, 有 $\mu \approx \sqrt{\epsilon}$ 及 $\chi = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \cdot \frac{2\pi\sigma}{\omega}$ 。 μ 为折射指数, χ 为吸收系数。由(8.1.9)式可求得

$$\chi = \frac{2\pi e^2 N \nu_e}{m\omega(\omega^2 + \nu_e^2)\sqrt{\epsilon}} \quad (8.5.20)$$

对 E_1 波, $\chi_1 = \frac{2\pi e^2 N \nu_e}{m\omega_1(\omega_1^2 + \nu_e^2)\sqrt{\epsilon_1}}$, 对 E_2 波, $\chi_2 = \frac{2\pi e^2 N \nu_e}{m\omega_2(\omega_2^2 + \nu_e^2)\sqrt{\epsilon_2}}$, 二者之比可确定 χ_{10} 与 χ_{20} 之关系。在(8.5.20)式中用

$$\frac{\omega_2}{c} \chi_{20} = \frac{\omega_1}{c} \chi_{10} \frac{\omega_1^2 + \nu_{e0}^2}{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \quad (c \text{ 为光速})$$

代入, 并在 $\frac{N(\tau)}{N_0} = 1$ 情况下, 使用(8.3.10)式, 将(8.5.19)式中积分变量变为 $d\tau$, 积分后可得

$$P_{12} = \exp \left\{ \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \left[\frac{\omega_1^2 + \nu_{e0}^2}{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2} \ln \frac{\tau_0 + 1}{\tau_0} + \left(1 - \frac{\omega_1^2 + \nu_{e0}^2}{2(\omega_2^2 + \nu_{e0}^2)} \right) \right. \right. \\ \left. \left. \times \ln \frac{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2}{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2 \tau_0^2} + \frac{2\nu_{e0}^2(\tau_0 - \tau)}{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2} \right] \right\} \quad (8.5.21)$$

显然, 这里仍然假设两个波都是垂直入射到电离层的。

如 § 8.3 所述, 在等离子体内部有 $\tau(z) \rightarrow 1$ 。此时波的相互作用最强最完全。相互作用因子 P_{12} 为

$$P_{12} = \exp \left\{ \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right)^{\frac{1}{2}} \left[-\frac{\omega_1^2 + \nu_{e0}^2}{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2} \ln \left(\frac{\tau_0 + 1}{2} \right) - \left(1 - \frac{\omega_1^2 + \nu_{e0}^2}{2(\omega_2^2 + \nu_{e0}^2)} \right) \right] \right\}$$

$$\times \ln \left(\frac{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2 \tau_0^2}{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2} + \frac{2\nu_{e0}^2(\tau_0 - 1)}{\omega_2^2 + \nu_{e0}^2} \right) \} \quad (8.5.22)$$

在高频电波 $E_2(\omega_2^2 \gg \nu_{e0}^2 \tau_0^2)$ 情况下, 上式简化为

$$P_{12} \approx \left\{ \frac{\tau_0 + 1}{2} \right\}^{-\left(\frac{\omega_1^2}{\omega_2^2}\right) \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}} \quad (8.5.23)$$

在 $\omega_1^2 \gg \omega_2^2 \gg \nu_{e0}^2 \tau_0^2$ 时, 相互作用因子 P_{12} 可比 1 小很多。 $E_{02}(z, t)$ 将变得很小, 好像强电波 E_1 抑制了电波 E_2 一样。理由是在强波 E_1 加热的等离子体区域内, 高频电波 E_2 的吸收增加。反之, 对于低频电波 E_2 , 加热区的吸收下降, 等离子体成为透明的。在 $\omega_2^2 \ll \nu_{e0}^2$ 和 $\omega_1^2 \ll \nu_{e0}^2$ 时, P_{12} 为

$$P_{12} = \left\{ \frac{\tau_0(\tau_0 + 1)}{2} \right\}^{-\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}} \cdot \exp \left\{ 2\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}(\tau_0 - 1) \right\} \quad (8.5.24)$$

相互作用因子 P_{12} 与自作用因子 P 有同样的量级(参见 8.3.19 式)。电离层 P_{12} 的测量数值表明, 功率足够大的无线电波的相互作用效应可能起着显著的作用。

8.5.3 组合频率电波的产生

在等离子体中, 大功率未调制的无线电波不仅产生恒定扰动, 而且也产生频率为 $2\omega_1$ 的随时间变化的扰动。电波相互作用会产生具有组合频率 $\omega_2 = 2\omega_1$ 的电波。考虑 E_2 的传播方程

$$\frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_2}{\partial t} = 0 \quad (8.5.25)$$

它是由麦克斯韦方程组, 并且只考虑 E_2 的 z 方向传播而得来的。 $j_2 = \sigma E_2$ 代表电流。频率为 ω_1 的电波 E_1 作用到等离子体上产生频率为 $2\omega_1$ 的电子温度 T_e 的时变扰动[见(8.4.5)式]。由于这种变量的修正是微小的, 可使用逐次逼近法来解方程(8.5.25)。

设 E_2 为

$$E_2 = E_2^{(0)} + E_2^{(1)} + E_2^{(2)} + \dots \quad (8.5.26)$$

在零级近似情况下, σ 与 ϵ 的交变修正为零。因此电波保持原有频率 ω_2 , 场由

$$E_2^{(0)} = E_2(0) \exp[i(k_{20}z + \omega t)] \quad (8.5.27)$$

表示。为不与电流的符号 j 相混淆, 此处 $\sqrt{-1} = i$ 为虚数单位。对于均匀等离子体, 波数 k_{20} 为

$$k_{20} = \frac{\omega_2}{c} \sqrt{\epsilon(\omega_2) + i \frac{4\pi\sigma(\omega_2)}{\omega_2}} \quad (8.5.28)$$

将(8.5.27)式代入(8.5.25)式, 并考虑到频率为 $2\omega_1$ 的等离子体扰动, 可得出下一级近似

$$\frac{\partial^2 E_2^{(1)}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_2^{(1)}}{\partial t^2} - \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial E_2^{(1)}}{\partial t} - \frac{\epsilon - 1}{c^2} \frac{\partial^2 E_2^{(1)}}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j^{(2)}}{\partial t} = 0 \quad (8.5.29)$$

式中 $j^{(2)}$ 是考虑了介质中存在频率为 $2\omega_1$ 扰动时, 而必须引入的对电流的修正, 这种修正一般取形式

$$j^{(2)} = j_+^{(2)} \exp[i(\omega_2 + 2\omega_1)t] + j_-^{(2)} \exp[i(\omega_2 - 2\omega_1)t] \quad (8.5.30)$$

j_+ 、 j_- 分别代表朝二个相反的方向。至此, 已看到边带波具有 $\omega_2 + 2\omega_1$ 和 $\omega_2 - 2\omega_1$ 的频率成分。

由边界条件

$$E_2^{(1)}|_{z=0} = 0, \quad E_2^{(1)}|_{z \rightarrow \infty} = C \exp(ikz) \quad (8.5.31)$$

方程(8.5.29)的解为

$$E_2^{(1)} = E_{21}^+ \exp[i(\omega_2 + 2\omega_1)t] + E_{21}^- \exp[i(\omega_2 - 2\omega_1)t] \quad (8.5.32)$$

$$\begin{aligned} \text{其中 } E_{21}^\pm = & \frac{2\pi(\omega_2 \pm 2\omega_1)}{k^\pm c^2} \left\{ \exp(ik_1^\pm z) \int_z^\infty [\exp(-ik_1^\pm z_1)] j_\pm^{(2)} dz_1 \right. \\ & \left. + \exp(-ik_1^\pm z) \left[\int_0^\infty [\exp(ik_1^\pm z_1)] j_\pm^{(2)} dz_1 \right] \right\} \end{aligned}$$

$$-\int_0^{\infty} [\exp(-ik_1^{\pm} z_1)] j_{\pm}^{(2)} dz_1 \Big\} \quad (8.5.33)$$

其中

$$k_1^{\pm} = \frac{\omega_2 \pm 2\omega_1}{c^2} \sqrt{\epsilon(\omega_2 \pm 2\omega_1) + \frac{4\pi i\sigma(\omega_2 \pm 2\omega_1)}{\omega_2 \pm 2\omega_1}} \quad (8.5.34)$$

是频率为 $\omega_2 \pm 2\omega_1$ 的边带频率电波的复波数。

边带波的振幅,从(8.5.32)和(8.5.33)式求得为

$$|E_{21}^{\pm}| = \frac{4\pi |\omega_2 \pm 2\omega_1|}{c^2 |k_1^{\pm}|} \left| \int_0^{\infty} j_{\pm}^{(2)} \sin(k_1^{\pm} z) dz \right|$$

边带振幅对基波 E_2 振幅之比约为

$$\eta = \frac{|E_{21}^{\pm}|}{|E_{02}(0)|} \approx 10^{-2} \frac{e^4 E_{01}^2(0) N \nu_{e0}}{m^2 \omega_1^3 (\omega_2 \pm 2\omega_1)^2} \exp(K_0 - K_1^{\pm}) \quad (8.5.35)$$

这里 K_0 和 K_1^{\pm} 为基波和边带波总的吸收系数。

假如干扰发射机发射功率 $W_0 = 100\text{kW}$, 频率 $\omega_1 \approx \omega_2 \approx 10^6 \sim 10^7$, 那么对于电离层, η 约为 $5 \times 10^{-6} \sim 10^{-8}$ 。在 $\omega_2 = 2\omega_1 = 4 \times 10^6$ 时, $\eta = 3 \times 10^{-5}$; 在 $\omega_2 = 2\omega_1 = 2 \times 10^6$ 时, $\eta = 1 \times 10^{-5}$ 。边带振幅随电波频率 ω_1 和 ω_2 的下降而增加。对于 $\omega_1 \approx \omega_2 \leq \nu_{e0}$ 的强电波, 这种增加可能变得更加显著。此时 ω_1 和 ω_2 已在 VLF 或 ULF 频段。且主要在地球-电离层波导中传播。在非均匀等离子体中, 还可能产生和频和差频 $\omega_1 \pm \omega_2$ 。在低电离层中可能有频率 $\Omega = \omega_2 - \omega_1 \approx (1 \sim 10)\text{kHz}$ 的 VLF 波的产生。这与电离层的检波效应紧密相关。

在磁激等离子体中, 由于非线性, 无线电波偏振的各垂直分量会彼此相互作用。这将导致偏振椭圆的非线性旋转和无线电波振幅的自调制出现。非线性相互作用可能就是电离层中产生其他类型的电磁波, 诸如等离子体波、哨声、离子声波、磁流体力学波或电子声波等的原因(非线性波的转换)。

§ 8.6 波的断裂

波的非线性传播的重要特点之一是波形的断裂。这种现象的一个例子是倾斜海滩上水波的碎浪。另一个例子是当有限振幅的声波沿气体密度减少的方向传播时,波形出现不连续性,波发生断裂。波的断裂是一种非线性现象,其原因归结为由于非线性效应的能谱重新分布。当信号由一些波叠加组成时,非线性效应将能量送入波数越来越大的波中,波形发生变化,最终导致波的断裂。本节主要考虑有限振幅等离子体在最简单模型下波的断裂。

考虑浓度为 N 的无限均匀冷等离子体。取 x 轴代表水平方向,设在垂直于 x 轴而位于 x_0 处平面上的电子被外力作用后向 x_0 的右边移动一有限距离为 $\xi = \xi(x_0)$, $\xi(x_0) > 0$ 。一般说来, $\xi(x_0)$ 是平衡位置 x_0 的单位连续函数,这时经过的单位面积正电荷量为 $eN\xi(x_0)$ 。假设保持电子的顺序不变,即当平衡状态时处于 x_0 右边的电子在平面位移后仍在平面的右边。于是在此平面左边每单位面积将多出 $eN\xi(x_0)$ 个正电荷,在此平面右边每单位面积将多出 $-eN\xi(x_0)$ 个负电荷。用高斯定理于此平面,求得电场为

$$E = eN\xi(x_0) \quad (8.6.1)$$

电子运动方程变为

$$\ddot{\xi}(x_0) = \frac{-e^2 N \xi(x_0)}{m} \quad (8.6.2)$$

其中 m 为电子质量。其解为

$$\xi(x_0) = \xi_1(x_0) \sin \omega_p t + \xi_2(x_0) \cos \omega_p t \quad (8.6.3)$$

式中 $\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m}$ 为等离子体频率, $\xi_1(x_0)$, $\xi_2(x_0)$ 为位移的初始条件。

设 $\xi_1(x_0) = 0$, $\xi_2(x_0) = A \sin kx_0$, 此即表明在 $t = 0$ 时, 电子

以振幅 A 和波数 k 的正弦关系离开其平衡平面而移动。此种扰动产生的电场由(8.6.1)式给出为

$$E = (eN) \cdot A \sin kx_0 \cos \omega_p t \quad (8.6.4)$$

是复杂的空间时间函数。为将电场 E 表示为空间坐标 x 的函数，可利用变换

$$x = x_0 + \xi(x_0) = x_0 + A \sin kx_0 \quad (8.6.5)$$

则对于 $A \ll \frac{1}{k}$ 的小振幅初值振荡, $x \approx x_0$, E 的变化接近于 $\sin kx$ 。

当 $kx \approx \frac{\pi}{2}$ 时达最大值。当振幅 A 增加时, $A \sin kx_0 = x - x_0$, 与 $(x - x_0)$ 有关, 作为 x 的函数, 电场 E 将改变形状。电场最大值

发生在 $kx = \frac{\pi}{2} + Ak$ 并向 $kx = \pi$ 方向移动。于是当振幅变成

$A > \frac{1}{k}$ 时, 就出现如图 8.9 所示的交叉。电场在交叉处有两个值,

波形开始断裂。在此点, 电子平面开始彼此相交, 从而破坏了最初不相交的假设。超过此点, 不能得到解析解而只能依靠数字计算。

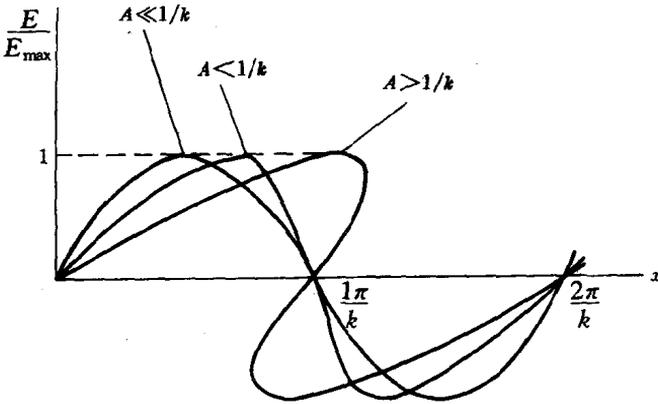


图 8.9 波的断裂

于是通过此简单的等离子体纵向振荡模型可以看到, 当初始

振荡的振幅增大时电场的形状如何变化的,并且最后当振幅大于某个临界值时,波形开始断裂。对波的功率谱进行傅立叶分析指出,在波断裂过程中,能量是从初始模馈送到波数较大的模的。

电离层 F 层在大功率电波的照射下,相当于在边界处存在着上述的正弦初始扰动,因此在电离层 F 层可能产生波断裂的现象。分析表明,波断裂时,波束将是不稳定的,并有变为分层或破裂成一些细的丝状体的趋势。在断裂区,电波强度将呈现一振荡结构。

§ 8.7 电离层非线性现象的其他特征

大功率的无线电波在电离层中传播时,除产生前述的自作用效应与互作用效应外,还产生一些其他与电离层非线性有关的现象。以下仅定性叙述这种现象。详细讨论,可参阅有关文献[24]。

8.7.1 电波折射的变化

以上讨论的仅限于均匀等离子体中的非线性效应,在电离层较上部分,如 F 层,必须考虑电离平衡方程中的输运过程。在输运过程中,强无线电波对等离子体变态有着相当重要的作用。如无线电波通过等离子体区域时,电子加热作用改变了它们的压力。随着时间的推移,压力被从加热区流出的电子所平衡,结果引起等离子体浓度的减少。同时,等离子体的浓度也可以因为整个电离平衡被等离子体加热所扰动而改变。等离子体浓度的减少将导致电波折射指数的非线性变化。而折射指数的变化又会引起一些新的非线性效应。例如波束轨道受到畸变,电波反射点将移动等。假如电离的不平衡不显著,则电离层中无线电波的反射点向上移动。此时,足够强而窄的波束能穿透电离层的等离子体,同时电波所通过的区域中的电离层结构将会产生形变,即电子浓度减少,好

象在电离层中打出一个“孔洞”。反之,当电离平衡的改变起主要作用时,扰动区域的等离子体浓度增加,形成电离“云块”,产生了电离层的不均匀体(人工不均匀体)。

与折射指数改变有关的非线性对无线电波波束的传播也产生一些特殊影响。例如,即使是弱的非线性也会引起射线轨道的显著弯曲,这就导致波束的断裂,进而出现波束的成层现象和波场强度分布的振荡结构建立,以及等离子体的扰动(自聚焦或调制不稳定性)。在波的反射区域,这种成层现象发展特别迅速。

8.7.2 电离作用

在非常强的无线电波波场中,电子被强烈地加热以致发生气体的击穿,因而电离度大大增加。与此过程相关的非线性导致电波在等离子体中的吸收迅速增加,波场迅速饱和。通过电离区域其他波的吸收发生同样强烈的增加,从而导致被强波抑制的那些波受到衰减。在低电离层和高层大气中电离作用的迅速增加也可能由中性气体的加热产生,在大气层中 20~60km 高度的人造附加电离区域,可有效地用于反射超高频无线电波。

8.7.3 不稳定性的激发

大功率无线电波提高了电离层扰动区域的温度,并改变了其中电子和离子的密度。用这种方法在等离子体中产生的人工非均匀体,对一定类型的波可能容易成为不稳定的。例如凹槽、飘移、离子回旋加速波等。于是在大功率无线电波场中,电离的加热应该激发出新的等离子体振荡,并增强了那里原有的振荡,因而形成一振荡的“湍动”区域。它强烈地影响着等离子体中扰动区域电波传播的条件,例如,振荡将引起电波的自调制等,这又使得电波更加强烈地遭受吸收和散射。

特别重要的是所谓谐振区域,那里波的频率接近于等离子体的一些固有频率。在此区域中,电磁波在小尺度的等离子不均匀

体中有力地激发出固有等离子体振荡。由等离子体非均匀性产生的线性波变换过程导致了等离子体对电波的有效吸收。而波场的吸收又能够加强非均匀性——这就是谐振不稳定性。电离层中的这种不稳定性产生在寻常波的反射区域,它破坏了平滑的电离层,并产生一些小尺度的沿地磁场拉长的非均匀体。这些非均匀体在很宽的频带内有效地散射超高频(UHF)和甚高频(VHF)无线电波。

发生在等离子体谐振区域的另一个重要现象是参量不稳定性。在强无线电波场中,这种不稳定性的重要表现就是能产生等离子体波和离子声波。无损耗参量不稳定性是由伸缩效应所引起的,它在比电子的自由路径时间短的时间内发展,并导致噪声非线性的产生和等离子体对电波能量的吸收。参量不稳定性经常伴随着从电离层反射电波的脉动,同时也伴随着某种快电子的产生。这种快电子为等离子体振荡能量产生的 Landau 吸收所加速。

在 F 区中被加速的电子以及来自地球的大功率低频辐射能强烈地影响磁层等离子体。而被电子吸收的电波能量,通过碰撞传递给中性分子和离子,并引起中性大气显著加热。所有这些扰动,以及电波同电离层电流,快速电子或磁层哨声的相互作用,又会引起许多新的非线性现象。

由于等离子体中非线性效应的多样性及电离层中物理条件的巨大差别,在高空大气中,存在着相当广泛而又各种各样的非线性过程。电离层中等离子体特性随高度迅速变化,所以在低电离层,与电波吸收有关的非线性过程起主导作用,而在高电离层则是与折射指数畸变和等离子体不稳定性有关的非线性过程占优势。

第九章 电离层探测技术简介

电离层的研究是以垂直入射探测开始的。自 60 年代以来,新探测技术的发展推动着电离层研究工作不断达到新的水平。

50 年代以前,关于电离层物理特性的探测主要是使用地面测高仪。50 年代后期,由于人造地球卫星的发射成功,为电离层探测提供了强有力的探测工具,从而大大地促进了高层大气物理探测技术的发展。同时,各种地面探测技术诸如大功率超视距雷达、斜投射、返回斜测、部分反射、交叉调制、长波探测、激光雷达等也获得很大的进步。高层大气的探测和研究与通信、定位、制导、遥测和遥控等有着密切的关系。因此,世界各国对此越来越重视。

高层大气物理特性的探测内容包括:大气组成,电子含量,电子浓度,电子温度,离子浓度,离子温度,碰撞频率等,以及这些参数随时间和空间变化,即它们的昼夜变化、季节变化、太阳周期变化、全球分布、地区分布、剖面及漂移运动等。对探测结果做进一步分析,可以了解有关电离层的形成过程、形态模式、电离输运、热能输运、热平衡等物理机制。

探测的理论依据是等离子体表现出来的电磁现象。例如,等离子体频率、吸收、部分反射、交叉调制、前向散射、后向散射、非相干散射、多普勒频移、法拉第效应以及高层大气中发生的哨声、极光、流星余迹等现象。使用的探测设备除无线电波段的脉冲和连续波设备外,还有火箭和卫星上的本地探针以及激光雷达。探测的空间可分为顶部探测(F2 层峰以上)和底部探测。

高层大气物理参数随时间和空间的变化,是工程设计应用中不可缺少的基本资料。电子含量、电子浓度、碰撞频率等的时空变化尤为重要。除D层外,用测高仪和火箭对底部电离层的探测已积累了大量资料,今后的关键在于提高设备的测量精度。顶部探测,特别是环球探测,使用卫星携带垂直探测仪是最佳手段。D层探测缺乏有效的方法,虽然交叉调制和部分反射能测出这一区域的某些参数,但需要进一步发展。哨声探测主要用于研究电离层和磁层关系。观测流星余迹可以得到有关电离层的小不均匀结构的信息。极光探测受到地区的限制。激光雷达局限于高层大气较低部分稀有成分的探测。斜投射、后向散射相对而言探测区域较广,作为提供短波通信的预报资料,颇有前途。非相干散射获得的信息较多,探测的范围广,是最强有力的探测工具,但设备昂贵。上述各种不同的探测技术,能以不同的方式提供大量的参数,每种方法都有其特点和局限性,因此它们是相辅相成的。由于理论依据并不十分完善,探测精度受到限制,理论分析时,有必要对探测结果进行相互比较。

可以说,自50km到几个地球半径的大气层的所有数据,实际上都是用电磁探测方法获得的。电磁探测的基本原理就是测量电离或中性大气的电磁辐射,据此来分析电离层结构。这些辐射可以是来自位于接收点(在地面或高空)的人工辐射源,也可以来自像宇宙噪声或雷电这类自然辐射源。探测所用的电磁波的频谱,从最低的频率,经过无线电频段,一直延伸到光波频段。在最低的频段,无线电波与介质的相互作用很强,故发射机和接收机都必须置于电离层反射高度之下(或之上)。在高一些的频段,电波与等离子体相互作用仍很强,但电波可以穿过媒质,因此可以利用单程传输进行探测,此时辐射源通常是在电离层中或电离层之上,接收端一般在地面。在光波频段,波和中性气体粒子相互作用,而不是和等离子体相互作用,要检测到回波需用大功率的激光雷达。

§9.1 磁离子理论的主要结果

广义而言,可以将波定义为能量的空间分布从空间的某一点传播到另一点的一种现象。因此,波可以看作是一种载体,它能够把能量信息和源传到观测者或用户。在某种意义上,波也可以看作是一种具有遥感能力的工具。事实上,到50年代为止,人类所有关于电离层的知识几乎都是用地面无线电波探测得到的。这些探测技术至今仍然是研究电离层的主要手段。

作为电离层探测的理论基础,最重要的是电波在外磁场作用下的离化介质中传播的理论,即所谓“磁离子理论”。这一理论的确立应归功于 Appleton 的早期工作,Ratcliffe 也作了许多重要贡献,有关这一理论的详细内容,可参考有关文献,本节只给出磁离子理论的一些主要结果。

9.1.1 相速度和群速度

如果只考虑均匀介质中的小幅度的波,可将描述介质的方程线性化。加上麦克斯韦方程本身的线性性,最后可得到一常系数的线性微分方程组。由此解得依赖于空间变量 \mathbf{r} 和时间 t 的形如 $\exp(j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-j\omega t)$ 的解。 ω 和 \mathbf{k} 满足 $F(\mathbf{k},\omega)=0$ 的关系,这关系只与介质的特性有关,称作色散关系。角频率 ω 表征波的时间变化,波矢量 \mathbf{k} 描述波的空间变化,与波长 λ 的关系是 $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ 。上述解代表平面波,等相面是垂直于波矢量 \mathbf{k} 的平面,其方程是 $\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t = \text{常数}$ 。作为时间的函数,以恒定相位为特征的波前以速度 $v_\phi = \frac{\omega}{k}$ 垂直于 \mathbf{k} 运动, v_ϕ 就是相速度。折射指数 n 定义为 $n = \frac{c}{v_\phi} = \frac{kc}{\omega}$, c 是真空中电磁波速度。如果限制 ω 是实数,则有一解,使得 \mathbf{k} 和 n 也是实数,它代表无衰减的波传播。 \mathbf{k} 和 n 也

可能是纯虚数,相应的波是消散波,波场强度随距离指数地减小。当 \mathbf{k} 和 n 具有实部和虚部时,波的传播伴随着衰减(或增长)。

如果 ω 和 \mathbf{k} 是实数,上述的平面波将充满整个空间。波的相速可以远大于光速,这时波的传播不输送任何能量,因而不能传送任何信息。然而,实际的物理现象在时间与空间都是有界的,可以用单色波 $A(\mathbf{k})e^{j(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$ 的迭加来表示,其中 ω, \mathbf{k} 满足色散关系,而 $A(\mathbf{k})$ 使迭加的各单色波保持接近中心值 ω_0 和 \mathbf{k}_0 。在波包的中心,各种分量的干涉加强。在中心区以外,干涉减弱。当每个分量波的相位以它自己的速度变化时,波干涉加强的区域以某一速度运动,这相应于与波包运动有关的能量的传播,其速度称为群速度。为明确起见,设波场有以下形式

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int A(\mathbf{k}) e^{j(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega(\mathbf{k})t)} d\mathbf{k} \quad (9.1.1)$$

其中, $A(\mathbf{k})$ 只是当 \mathbf{k} 接近于 \mathbf{k}_0 时才不为零。单色波无衰减地干涉要求相变化是稳定的,即

$$\frac{\partial(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega(\mathbf{k})t)}{\partial\mathbf{k}} = 0 \quad (9.1.2)$$

或
$$\mathbf{r} - \left(\frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{k}}\right)t = 0$$

由此得到群速度为

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{k}} \quad (9.1.3)$$

其中, $\omega = \omega(\mathbf{k})$ 由色散关系确定。

9.1.2 A-H公式

在讨论磁等离子体中波的特性之前,先研究无磁场作用时等离子体中波的特性。

在电磁波的扰动下,带电粒子参与运动,这时运动的带电粒子本身又变成在所有方向上辐射电磁波的振源。于是,在介质中受人射波照射的某一点,总的场是入射波场和粒子辐射场的叠加,产

生传播速度不同于入射波速度的新波。

在电场 $\mathbf{E}e^{j(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$ 的扰动下, 电荷获得形如 $\mathbf{v}e^{j(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$ 的速度, 并满足

$$-j\omega\mathbf{v} = e\mathbf{E}m \quad (9.1.4)$$

其中 m 是带电粒子的质量。由于离子运动相对于电子运动可忽略, 电流密度可写成

$$\mathbf{j} = Ne\mathbf{v} = \frac{+je^2N}{m\omega}\mathbf{E} \quad (9.1.5)$$

其中 N 是电子浓度, m 是电子质量。对于形如 $e^{j(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$ 的波, 麦克斯韦方程

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{j}$$

可化为

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega\mu_0\mathbf{H}$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\epsilon_0\omega\mathbf{E} - \mathbf{j}$$

上式中约去了公共因子 $e^{j(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$ 。以上两个方程合并成

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = \omega\mu_0(-\epsilon_0\mathbf{E} - \mathbf{j})$$

将(9.1.5)式代入上式可得

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) &= -\omega^2\mu_0\epsilon_0\mathbf{E} + \mu_0 \frac{Ne^2}{m}\mathbf{E} \\ &= \mu_0\epsilon_0\mathbf{E} \left(\frac{Ne^2}{m\epsilon_0} - \omega^2 \right) \end{aligned} \quad (9.1.6)$$

此方程是色散方程 $F(\mathbf{k}, \omega) = 0$ 的简单变形。如果电场 \mathbf{E} 平行于 \mathbf{k} (纵极化), 则方程的左边为零, 于是有

$$\omega^2 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \quad (9.1.7)$$

此时只有角频率 $\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$ 的纵振荡发生, ω_p 与 \mathbf{k} 无关。与角频率 ω_p 相应的频率 $f_p = \frac{\omega_p}{2\pi}$ 称为等离子体频率, 在电离层中, 其值

为几 MHz。等离子体中的纵振荡并不涉及能量的传播,因为群速度 $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}}$ 为零。

现在考虑电场 \mathbf{E} 垂直于 \mathbf{k} 的波动,由于方程(9.1.6)等效于 $-k^2 = \mu_0 \epsilon_0 (\omega_p^2 - \omega^2)$, 因为 $\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$, 定义折射指数 $n = \frac{kc}{\omega}$, 由上式可得

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (9.1.8)$$

因为 n 是实数,上式又写作

$$\mu^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

记
$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (9.1.9)$$

于是(9.1.8)式可写成

$$\mu^2 = 1 - X \quad (9.1.10)$$

由此可知,对横电磁波,等离子体的折射指数依赖于频率,在频率远高于等离子体频率时,折射指数趋近于 1 ($X \ll 1$)。频率远低于等离子体频率的波,折射指数为纯虚数 ($X \gg 1$),波是消散的,不能传播。

以上非磁化冷等离子体的简单例子表明,等离子体中由波的电场产生的电流,连同麦克斯韦方程一起确定了波参数 ω 和 \mathbf{k} 的色散关系。同时,电场相对于波法线的方向,即所谓的波的偏振,必须遵循波传播所允许的某些条件。

问题的精确处理要用更严格的方程来取代方程(9.1.5),必须精确地确定联系电流与电场的电导率张量。为此要考虑下列特性:离子的存在,磁场的作用以及粒子的热运动。计入粒子热运动,可以引入使用物理假设的压力项,或者使用 Vlasov 动力论方程来研究粒子分布函数的变化。

如果所考虑的波的频率远高于离子的磁旋频率,则离子实际

上不起作用,因而仍可以忽略离子的存在,如果也忽略碰撞和热运动,考虑外磁场 \mathbf{B} 后,代替方程(9.1.4)的粒子运动方程为

$$-j\omega m\mathbf{v} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (9.1.11)$$

其计算完全类似于无磁场等离子体的方法。

磁场的存在使电子运动产生各向异性,显然矢量 \mathbf{k} 和 \mathbf{B} 之间的夹角 θ 是一个基本参量。电子磁旋频率 ω_H (注意:前面曾用 Ω_e 、 Ω_i 分别表示电子、离子的磁旋频率) 或 $f_H = \frac{\omega_H}{2\pi}$ 应出现在折射指数的表达式中,在电离层中, f_H 是 1MHz 的量级。通常使用以下简化参量

$$\begin{aligned} Y &= \frac{\omega_H}{\omega}, & Y_L &= Y \cos\theta, \\ Y_T &= Y \sin\theta \end{aligned} \quad (9.1.12)$$

考虑到(9.1.9)式,可以证明,无碰撞冷磁等离子体的折射指数为

$$\mu^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y_T^2}{2(1-X)} \pm \sqrt{Y_L^2 + \frac{Y_T^4}{4(1-X)^2}}} \quad (9.1.13)$$

这就是著名的 Appleton-Hartree 公式,简称 A-H 公式。上式分母中根号前出现 \pm 号,表明对每一频率同时存在两种传播模式,即两个特征波,这类似于晶体中的光学双折射现象。

9.1.3 色散曲线

图 9.1 示出了 Y 为常数时折射指数 μ^2 随 X 的变化。在 $Y > 1$ 和 $Y < 1$ 的两种情况下,曲线的特征是不同的。参量 θ 确定一曲线族。负值的 μ^2 显然对应于消散波,只有 μ^2 的正值才表示实际传播的波。

当 \mathbf{k} 平行于 \mathbf{B} ($\theta = 0$) 时,对应于纵传播, A-H 公式(9.1.13)简化为

$$\mu^2 = 1 - \frac{X}{1 \pm Y} \quad (9.1.14)$$

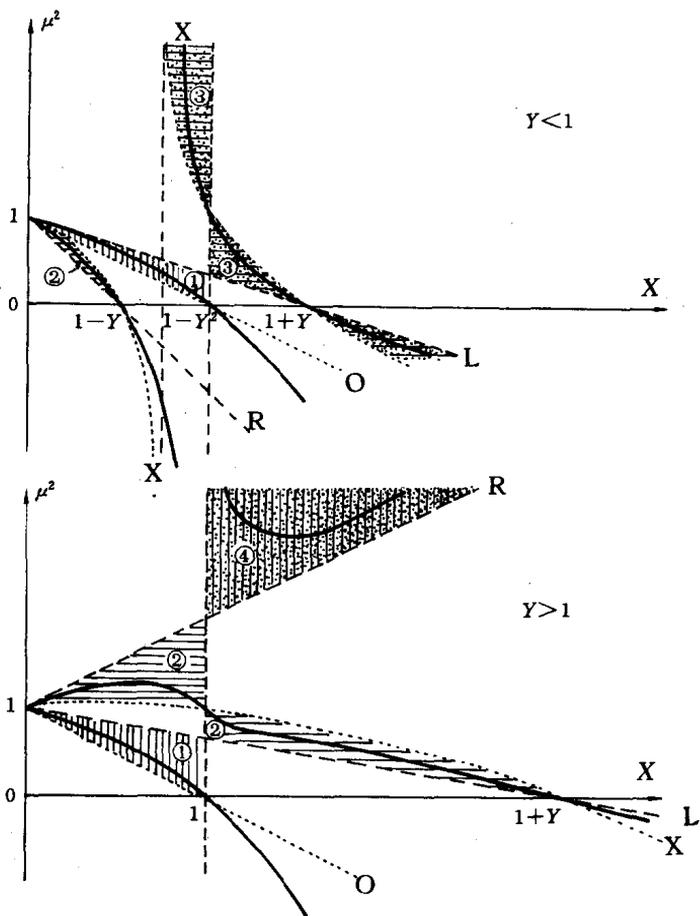


图 9.1 Y 为常数, X 为变量时的色散曲线, 虚线(L,R)表示沿磁场的波, 点线(O,X)表示垂直于磁场的波。各区的说明见正文。

与 \pm 号相应的两个模式示于图 9.1(虚线)。两个波都是圆偏振的, 一个是左旋波(L), 另一个是右旋波(R)。

当 \mathbf{k} 垂直于 \mathbf{B} ($\theta = \frac{\pi}{2}$) 时, 对应于横传播, 折射指数是

$$\mu^2 = 1 - X \quad (9.1.15)$$

$$\mu^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y^2}{1 - X}} \quad (9.1.16)$$

与(9.1.15)式相应的波是沿磁场线偏振的(因而是横波),其折射指数与磁场无关,称作“寻常波”或“O波”。相应于(9.1.16)式的波称作“非常波”或“X波”,其偏振状态既不是纯横的,也不是纯纵的,它的电场矢量在垂直于 \mathbf{B} 的平面内描绘一椭圆。该椭圆当 μ 变成零时退化为圆,当 μ 趋近于无穷大时退化为直线。

对斜传播,折射指数曲线处在 $\theta = 0$ 和 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 这两种情况之间的位置。根据图 9.1 中示出的区域可分出各种类型的传播模式:

(a) 1 区从标着 L 和 O 的 $\theta = 0, \theta = \frac{\pi}{2}$ 的两个模式为边界,称相应的模式为寻常模(O),是 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 情况的推广。当 $X = 1$ 或 $f_0 = f_p$ 时, μ 为零。

(b) 2 区以 R 和 X 模为边界,相应的模称为非常模(X)。当频率为 f_X (相当于 $X = 1 \pm Y$)时, μ 为零,负号对应于 $Y < 1$,正号对应于 $Y > 1$ 。注意,如果 $f_p \gg f_B$,则有 $|f_X - f_p| \approx \frac{f_H}{2}$ 。

(c) 3 区在 $Y < 1$ 时对应于与 2 区相同的波模,称为 Z 模。当 $X = 1 + Y$ 时, μ 为零,

当
$$X = \frac{1 - Y^2}{1 - Y^2 \cos^2 \theta}$$

或对于横传播,当

$$X = 1 - Y^2 \quad \text{即} \quad f_T = (f_p^2 + f_H^2)^{\frac{1}{2}}$$

时,折射指数为无穷大。 f_T 称为上混合频率。

(d) 4 区在 $Y > 1$ 时对应于与 1 区相同的波模。折射指数永不为零,即使 X 值非常大($f \ll f_p$),非消散波也能传播,称之为哨声模。

9.1.4 折射指数面

如上所述,由于存在地磁场,电离层等离子体是各向异性的,折射指数 μ 依赖于波法向方向,因此,射线方向和波传播方向常常是不同的。

设 θ 是均匀离化介质中波法向与外磁场之间的夹角, $\mu(\theta)$ 是对该波的折射指数。选取一坐标系,使 z 轴在地磁场方向, r, θ, φ 是球坐标,作一曲面,面上每一点到原点的距离 r 等于 $\mu(\theta)$ 。对任何介质,有两个这样的面,它们分别属于两个特征波。因为 $\mu(\theta)$ 只与 θ 有关,且 $\mu(\pi - \theta) = \mu(\theta)$,所以每一个曲面是一个关于 z 轴的旋转曲面,平面 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 是对称平面。这样的曲面称作“折射指数面”,如图 9.2 所示。 $\mu(\theta)$ 曲面的形状依赖于波频率和等离子体频率。

设波包运动方向与波法线方向成 α 角,则可以证明^[28],射线、波法线与地磁场是共面的,且有关系式

$$\tan \alpha = \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \theta} \right)_{\theta = \theta_0} \quad (9.1.17)$$

由图 9.2 可以看出, $\left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \theta} \right)$ 是径向和折射指数面 μ 的法向之

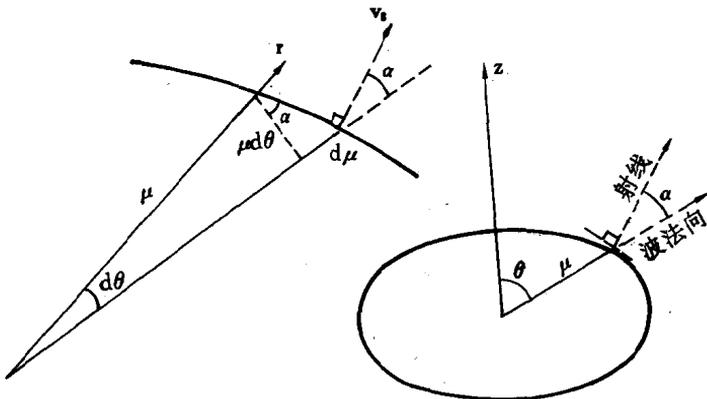


图 9.2 射线、波法线与折射指数面的关系

夹角的正切。因此,射线的方向 $(\theta_0 - \alpha)$ 平行于折射指数面的法向,即群速方向平行于折射指数面的法线方向。

由于群速度为 $v_g = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\right)^{-1}$, 且 $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega\mu}{c}$,

$$\text{则有} \quad \frac{1}{v_g} = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{\partial \left(\frac{\omega\mu}{c}\right)}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \frac{\partial(\omega\mu)}{\partial \omega} = \frac{\mu'}{c}$$

μ' 是群折射系数, 定义为

$$\mu' = \frac{\partial(\omega\mu)}{\partial \omega} = \mu + \omega \frac{\partial \mu}{\partial \omega} \quad (9.1.18)$$

§ 9.2 垂直入射探测

9.2.1 电离层对电波的反射

电离层垂直探测的基本原理是垂直地发射一串无线电脉冲进入电离层, 测量从电离层反射回波到达接收机的时间延迟。考虑一种最简单的情况, 即在 A-H 公式中忽略碰撞和地磁场, 折射指数为

$$\mu^2 = 1 - X = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

$$\text{或} \quad \mu^2 = 1 - \frac{f_p^2}{f^2} \quad (9.2.1)$$

其中, 由(9.1.7)式, 等离子体频率

$$f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}} \quad (9.2.2)$$

正比于电子浓度的平方根。一定频率的电波进入电离层后, 随高度的增加, 如果电子浓度增大, 则 X 增大, 折射指数减小。按斯涅尔(Snell)定律, $\mu \sin i = \text{常数}$, 在电离层底, $\mu_0 = 1$, 如果 i_0 表示 k 与电离层垂直方向之间的夹角, 则 μ 必须满足

$$\mu \sin i = \sin i_0 \quad (9.2.3)$$

只有当 μ 大于或等于 $\sin i_0$ 时, 上式才能成立。当 μ 减小到

$\mu = \sin i_0$ 时,即 $i = \frac{\pi}{2}$,电波发生全反射。对于垂直入射, $i_0 = 0$, $\mu = 0$ 时发生全反射。这时,电波所携带的能量从 $f_p = f$ 处,即等离子体频率等于波频率的高度上反射回到地面。

然而,由于地磁场的存在,使进入电离层的波分裂成两个不同的特征波传播,它们在不同的高度上反射,且不能假设反射点一定就在头顶上,因为按斯涅尔定律,若波法线是垂直的,则离开地面后在任何地方它都是垂直的,但在各向异性电离层中,这并不意味着射线方向也是垂直的,射线方向一般要出现横向偏离。如图 9.3 所示,反射发生在偏离头顶某一水平距离之处,偏离的典型值可达 30km,且对两特征波其值不同。

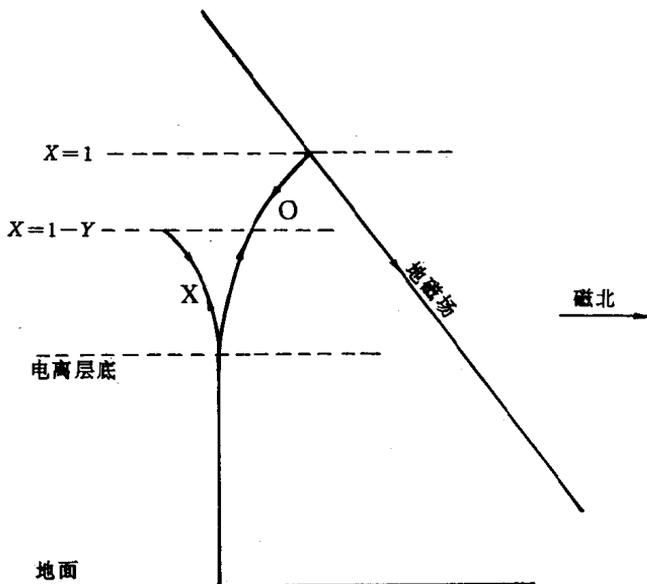


图 9.3 观察者向西看时北半球电离层中垂直入射波包的路径

9.2.2 垂测仪和电离图

用于垂直入射探测的电离层探测仪(ionosonde)通常简称为垂

测仪,它是电离层探测最常用的设备。探测仪的发射机和接收机放在一起,发射机发射一串脉冲,射频慢慢地扫描,回波时延

$$t = \frac{2}{c} \int_0^{h_r(f)} \mu'(f_p, f, f_B, \theta, \nu) dh \quad (9.2.4)$$

作为频率的函数而被记录下来。上式中被积函数 μ' 是群折射指数,它一般是工作频率 f 、等离子体频率 f_p 、电子磁旋频率 f_H 、 k 与磁场夹角 θ 以及电子同中性粒子的碰撞频率 ν 的函数。假定由 (9.2.4) 式给出的时间中电波以光速传播,则电波反射高度为

$$h'(f) = \frac{ct}{2} = \int_0^{h_r} \mu' dh \quad (9.2.5)$$

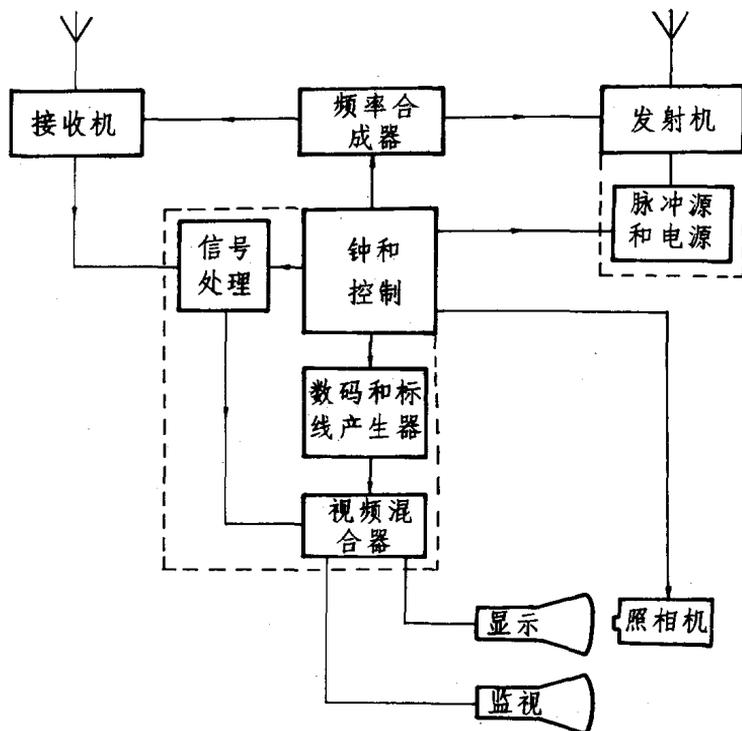


图 9.4 IPS—42 型可移测高仪的方框图

称 h' 为反射虚高, 积分上限 h_r 为反射实高。记录的方式通常是从示波管上对 $h'-f$ 曲线照相。所获得的虚高 h' 和频率 f 的这种关系称为电离图 (ionogram)。由电离图可以推算出电子浓度剖面。

目前已研制出多种型号的垂测仪。图 9.4 给出了一个现代典型垂测仪的方框图。接收回波经过信号处理器, 最大限度地消除了噪声和干扰, 使电离图描述十分清晰。数码产生器使日期和时间直接显示在电离图上。两个示波管, 一个用于照相, 一个提供监视。

图 9.5 示出了电离图的示意图。

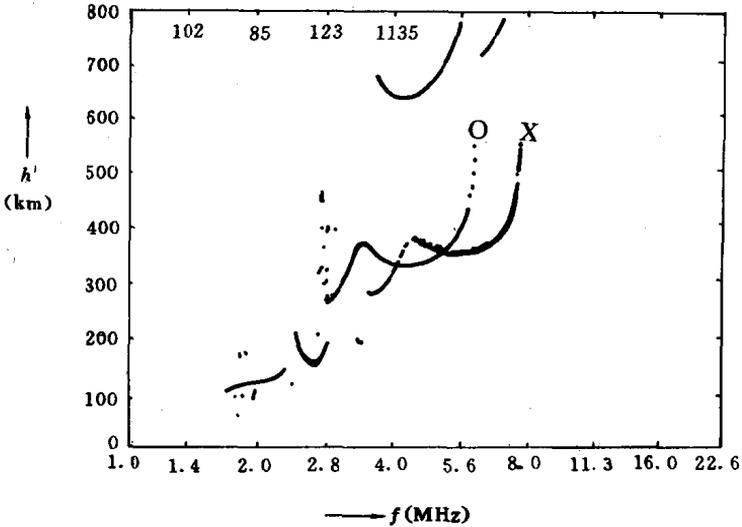


图 9.5 由 IPS-42 型测高仪提供的电离图式样

由(9.2.1)和(9.2.5)式可以定性解释图 9.5 中频高曲线的特征。首先, 由于电离层有几个层存在, 电离图上出现由这几个层反射的描述。每一层的最大电子浓度, 对应于该层的最大等离子体频率

$$f_{pm} = \sqrt{80.6 N_m} \quad (9.2.6)$$

这也是该层能反射的最大频率,称为层的临界频率,记为 f_0 或 f_c (如 f_0E 、 f_0F 分别表示 E 层、F 层的临界频率)。当垂直入射电波频率超过 F2 层的临界频率时,信号就穿过电离层而不能被反射回来,故 f_0F2 也称为穿透频率。当频率达到层的临界频率附近时,虚高变得非常大,这是因为临频附近的反射波时间延迟决定于反射点电子浓度的高度梯度。在反射点附近群速度趋向于零 ($X \rightarrow 1$),而在层的最大电子浓度以下产生较大时延的区域 $\left(\frac{dn}{dh} \text{ 很小}\right)$ 很厚,积累效应使趋近于临界频率时虚高很大。入射波频率超过较低层的临界频率后,随着频率的上升,出现一段下降的描述,这是因为虽然实际反射高度较高,但由于电子浓度梯度增大,群速度增加使延迟效应减小。由于存在磁离子分裂现象,电离图中经常出现 O 描述和 X 描述。由于两特征波反射条件不同(见图 9.1 与图 9.2),同一频率 X 波反射高度低于 O 波的反射高度,故同一层 X 波的临界频率高于 O 波的临界频率。当 $f_p \gg f_H$ 时, X 波与 O 波临界频率之差为

$$f_0^X - f_0^O \approx \frac{1}{2} f_H \quad (9.2.7)$$

Z 描述反射条件是 $X = 1 + Y$ 或 $f_p^2 = f(f + f_H)$,它的反射高度高于 O 波的反射高度。Z 描述一般只在高纬电离图中较多出现。

地面电离层探测技术的局限性主要有:

(a) 难于详细地探测 D 层的电离程度,这是由于该层的中性分子密度大,碰撞频率高,对电波吸收大,以致回波很弱甚至收不到回波。

(b) 难于获得 E 层和 F 层之间谷区(120~140km)的信息,因为这个区域被其下方的电离区所遮盖。发生在这个区域中的热过程、化学过程、流体力学过程和电动力学过程是很复杂的,也是很重要的。

(c) 用地面垂测仪不可能研究 F 层峰以上的电离层特性。

9.2.3 顶部探测

由于频率高于 F2 层临界频率 f_0F2 的电波将穿过电离层传播，不能被其反射，故在地面用垂测仪得不到 F2 层峰以上的电子浓度分布。电离层的顶部可借助火箭或卫星携带的电离层探测仪进行研究，称为顶部探测。为了比较起见，图 9.6 示出了顶部探测电离图与底部探测电离图以及相应的电子浓度分布（以 f_p 表示）。

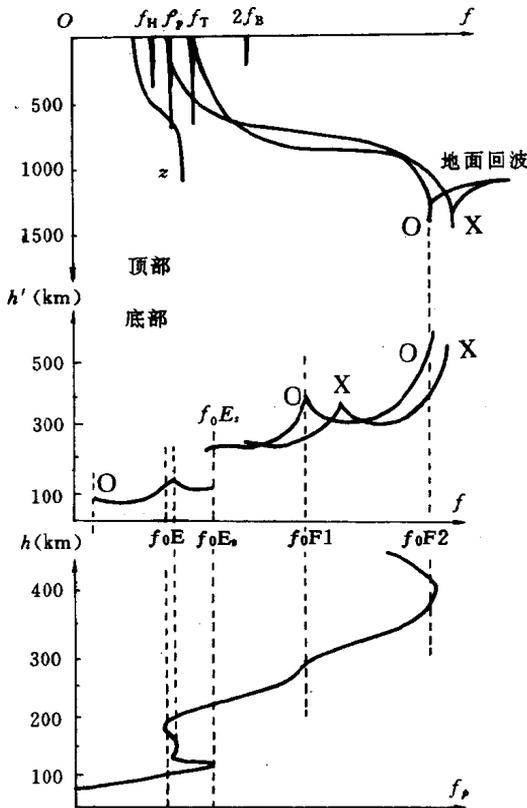


图 9.6 顶部探测与底部探测电离图

由于顶部探测仪“沉浸”在等离子体之中,因而顶部电离图具有底部电离图所没有的许多特征。

(a) 反射描述 顶部电离图描述由相应的 O、X 和 Z 传播模式产生。由 A-H 公式可以确定若干个特征频率,首先,对这些特定的模式,在卫星附近的等离子体中所能传播的最小频率,即低频截止频率 $f_{O_s}, f_{X_s}, f_{Z_s}$ 由 $X=1, X=1-Y$ 和 $X=1+Y$ 确定,它们与等离子体频率 f_p 的关系为

$$\left. \begin{array}{l} \text{O 波} \quad f_p = f_{O_s} \\ \text{X 波} \quad f_p = \sqrt{f_{X_s}(f_{X_s} - f_H)} \\ \text{Z 波} \quad f_p = \sqrt{f_{Z_s}(f_{Z_s} + f_H)} \end{array} \right\} \quad (9.2.8)$$

其中 f_p, f_H 是在卫星高度上测得的值。当频率增加到特征波的截止频率以上时,波将穿入卫星之下越来越大的深度,一直到反射为止。O 波和 X 波从 F 层反射的最大频率是临界频率 $f_{O}F2$ 和 $f_{X}F2$ 。高于临界频率的波穿透 F 层而到达地面,并由地面反射,顶部电离图往往能显示出这种地面回波。Z 波的高频截止频率

$f_{Z}I$ 由 $X = \frac{1 - Y^2}{1 - Y_L^2}$ 确定,即

$$f_{Z}I = \sqrt{\frac{f_T^2 + \sqrt{f_T^4 - 4f_p^2 f_H^2 \cos^2 \theta}}{2}} \quad (9.2.9)$$

式中 f_T 是由 $X = 1 - Y^2$ 确定的频率,称为上混合频率

$$f_T = \sqrt{f_p^2 + f_H^2}$$

(b) 谐振尖峰 顶部探测仪发射的脉冲可以在卫星周围激励起持续信号,在一些频率上可观察到谐振。这些现象的持续时间是可变的,但频率是当地等离子体介质的特征量,如 $f_p, f_H, f_T, 2f_H, 2f_T$ 等等。对谐振尖峰的产生,有一种解释认为,探测器运动时压缩周围的电子气,于是在其中激励起缓慢传播的电子声波,电子声波只传播很短的距离被反射而形成回波,回波的视在距离对频率极端敏感,在发射频段的若干频率上,回波视在距离将覆盖整

个探测距离范围,形成电离图上的尖峰。

9.2.4 电子浓度参数的剖面

所谓电子浓度剖面就是电子浓度随高度的变化,它是电离层探测所获得的最有物理意义的结果之一。由临界频率可以很精确地计算出层的最大电子浓度,但要推算电子浓度剖面却很麻烦。如果电离图质量差,高度、频率精度不够,则很难推算出电子浓度剖面。

真高的确定要求反演积分方程(9.2.5)。因为群折射指数总是大于或等于1,于是可将方程(9.2.5)写到以下的形式

$$h' = h_r + \int_0^{h_r} (\mu' - 1) dh \quad (9.2.10)$$

对由电子浓度 N_r 反射的频率 f_r , 上式又可写成

$$h' = h_r + \int_0^{N_r} \frac{\mu' - 1}{\frac{dN}{dh}} dN \quad (9.2.11)$$

因此,每一高度的延迟依赖于 $(\mu' - 1)$ 和 $\left(\frac{dN}{dh}\right)^{-1}$, 即依赖于 h_r 之下的剖面形状及 $N(h)$ 的高度梯度。仅当 $\frac{dN}{dh}$ 在所有高度上都为正数(或零)时,积分方程(9.2.11)才有唯一解。因此,若在两个反射层之间有一个谷,就不能从电离图数据得到精确的电子浓度分布。

如前所述,群折射指数 μ' 是电波频率、等离子体频率、电子回旋频率和地磁场方向的复杂函数,但其主要特性可以用下式表示

$$\mu' = M \left(1 - \frac{N}{N_r}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (9.2.12)$$

通常取 $M \approx 1$ 。显然,无磁场时 $M = 1$, 积分方程(9.2.5)变成阿贝尔型方程,其解为

$$h(f_p) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} h'(f_p \sin \alpha) d\alpha \quad (9.2.13)$$

现在 h' 的自变量是 $f_p \sin \alpha$, 而不是 f , 其中

$$\alpha = \sin^{-1} \left(\frac{f}{f_p} \right) \quad (9.2.14)$$

f_p 是等离子体频率, 与电子浓度 N 的关系为

$$f_p \approx 9 \sqrt{N} \quad (9.2.15)$$

(9.2.13) 式的积分可以用多项式计算, 即用

$$\sum_i h'(f_p \sin \alpha_i) \Delta \alpha_i$$

代替

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} h'(f_p \sin \alpha) d\alpha$$

当选取的项数一定时, α_i 在 $(0, \frac{\pi}{2})$ 区间内均匀取值, 所用的多项式有最佳近似。按这种方法, 人们并不画出变换的 $h'(\alpha)$ 曲线, 仅度量对应于取样频率 f_i 的 h' 值, 而将(9.2.13) 中的积分简化为求虚高 h' 的连续读数的平均值, 即

$$h(f_p) \approx \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h'(f_i) \quad (9.2.16)$$

表 9.1 给出了常用的五点法 ($n=5$) 和十点法 ($n=10$) 的取样频率, 称为 Kelso 系数。

表 9.1 Kelso 系数

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
五点法 $\frac{f_i}{f_p}$.988	.891	.707	.454	.156					
十点法 $\frac{f_i}{f_p}$.977	.972	.924	.851	.760	.649	.523	.383	.233	.078

考虑地磁场效应时, 求电子浓度剖面用“分片法”。Budden (1955) 的“矩阵法”就是此方法的一个典型例子。

虚高和实高的关系(9.2.5)式可写成

$$h'(f) = \int_0^f \mu' \left(\frac{dh}{df_p} \right) df_p + h_0 \quad (9.2.17)$$

其中 h_0 是电离层底高,在此高度以下 $f_p = 0$,在此高度虚高和实高相等。

假设 $h'(f)$ 曲线是单调变化的,我们沿虚高轴水平地把电离图分成几个薄片,于是,每一薄片相当于等离子体频率的一个不连续的小区域,并假设在每个这样的片中 $\frac{dh}{df_p}$ 是常数,所以函数 $h'(f)$ 由一系列小段直线代替。用 $h'(f_i)$ 表示在第 i 片顶部,即在实高 h_i 反射频率 f_i 的虚高,可写出 $(n+1)$ 个方程

$$\begin{aligned} h'(0) &= h(0) \\ h'(f_1) &= h(0) + \frac{h(f_1) + h(0)}{f_1 - 0} \int_0^{f_1} \mu'(f_1, f_p) df_p \\ h'(f_2) &= h(0) + \frac{h(f_1) + h(0)}{f_1 - 0} \int_0^{f_1} \mu'(f_2, f_p) df_p \\ &\quad + \frac{h(f_2) - h(f_1)}{f_2 - f_1} \int_{f_1}^{f_2} \mu'(f_2, f_p) df_p \\ h'(f_j) &= h(0) + \sum_{i=1}^j \frac{h(f_i) - h(f_{i-1})}{f_i - f_{i-1}} \int_{f_{i-1}}^{f_i} \mu'(f_j, f_p) df_p \end{aligned} \quad (9.2.18)$$

这样的方程一直写到 $j = n$ (注意对 $i = 1$, 可取 $f_{i-1} = 0$)。使用简略符号

$$M_{ji} = (f_i - f_{i-1})^{-1} \int_{f_{i-1}}^{f_i} \mu'(f_j, f_p) df_p \quad (9.2.19)$$

方程组(9.2.18)可写成如下形式

$$h'(f_j) - h(0) = \sum_{i=1}^j [h(f_i) - h(f_{i-1})] M_{ji} \quad (9.2.20)$$

或

$$h^* = \sum_{i=1}^j (\Delta h_i) M_{ji} \quad (9.2.21)$$

此处 h^* 是频率为 f_j 时从层底 $h(0)$ 算起的虚高; Δh_i 是第 i 片的实际宽度; 而 M_{ji} 是在第 i 片中 μ' 对于波频率 f_j 的平均值。显然这个方程组可写成矩阵的形式

$$h^* = M \cdot \Delta h$$

其解为 $\Delta h = M^{-1} \cdot h^*$ 。由此给出每一片的实际宽度 Δh , 于是, 频率 f_j 的实高为

$$h_j = h(0) + \sum_{i=1}^j \Delta h_i \quad (9.2.22)$$

该方法的局限性在于要求很高质量的电离图, 描述完整, 分辨率高。当出现电离层谷时, 处理十分困难, 计算结果的误差很大。

为了某些用途, 假定电子浓度剖面具有某种确定的解析形式, 并与观测的电离图的描述拟合, 算出电离层参数, 这就是“模式法”。实际上, 用一个比较简单的模式来描述电离层通常是实用的, 模式的参数确定电子浓度剖面。最常用的模式是抛物分布

$$N = N_m \left[1 - \left(\frac{h - h_m}{T} \right)^2 \right] \quad (9.2.23)$$

其中 N_m 和 h_m 是层的最大电子浓度及其相应的高度, T 是半厚度。§ 3.6 中已阐明, 实际电离层峰值附近的分布与抛物分布十分接近。因此只要求出 N_m, h_m, T 这三个参数, 也就确定了电子浓度剖面。

作为一个简例, 忽略地磁场和碰撞的影响, 则有

$$\mu' = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{1 - X} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}}} \quad (9.2.24)$$

由于 $f_0^2 = \frac{e^2}{4\pi^2 m \epsilon_0} N_m$, 所以

$$\begin{aligned} f_p^2 &= \frac{e^2}{4\pi^2 m \epsilon_0} N = \frac{e^2}{4\pi m \epsilon_0} N_m \left[1 - \left(\frac{h - h_m}{T} \right)^2 \right] \\ &= f_0^2 \left[1 - \left(\frac{h - h_m}{T} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

于是(9.2.24)式变为

$$\mu' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2} \left[1 - \left(\frac{h - h_m}{T} \right)^2 \right]}} \quad (9.2.25)$$

代人(9.2.5)式,得

$$h'(f) = h_0 + \int_{h_0}^h \frac{dh}{\sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2} \left[1 - \left(\frac{h - h_m}{T} \right)^2 \right]}}$$

积分后可得

$$h'(f) = h_0 - \frac{Tf}{f_0} \ln \left[\frac{h_m - h}{T \left(1 + \frac{f}{f_0} \right)} + \frac{1}{1 + \frac{f}{f_0}} \sqrt{\left(\frac{h_m - h}{T} \right)^2 + \frac{f^2}{f_0^2} - 1} \right]$$

由(9.2.23)式可求出

$$\frac{h_m - h}{T} = \left(1 - \frac{f^2}{f_0^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

代入上式可得到

$$h' = h_0 + \frac{Tf}{2f_0} \ln \frac{f_0 + f}{f_0 - f} \quad (9.2.26)$$

由于 $h_m = h_0 + T$, 上式改写为

$$h' = h_m + T \left(\frac{f}{2f_0} \ln \frac{f_0 + f}{f_0 - f} - 1 \right) = h_m + \varphi \left(\frac{f}{f_0} \right) \quad (9.2.27)$$

可以证明, 当 $\frac{f}{f_0} = 0.834$ 时, $\varphi \left(\frac{f}{f_0} \right) = \varphi(0.834) = 0$,

$$\text{即} \quad h_m = h' \Big|_{f=0.834f_0} \quad (9.2.28)$$

这就是说, 在电离图上, 频率 $f = 0.834f_0$ 的虚高 h' 就是最大电子浓度的高度 h_m 。 h_m 求出后, (9.2.27) 式成为 T 的一元方程, 只要在频高图上读出某个频率 f 对应的 h' , 就能求出 T 。 这样, 模式比较法定出了抛物分布的三个参量 N_m (对应于临界频率)、 h_m 、 T , 从而确定了电子浓度剖面。

有关电子浓度剖面换算技术的详细资料可参阅文献[31]。

9.2.5 数字测高仪

近年来,已经生产了一种比较先进的数字测高仪(Digital Ionosonde)。这种探测仪利用返回电磁波的全部重要参量来探测电离层的结构和动态特性,这些参量是:距离(或时延)、幅度、相位、多普勒频移、入射角和波的偏振。在探测系统中,由于使用了频率合成技术,发射频率是步进式变化的,可精确地知道每一个步骤的频率。反射信号的时延也能方便地测量,而且是以数字形式记录。用机内计算装置或借助于计算机可以得到常规的电离图,便于辨认和实际理解,同时又能保持较高的测量精度。由于发射频率、虚高和信号幅度均直接以数字形式记录在磁带上,这给计算电子浓度剖面提供了精确的、便于处理的数据。一般认为这样计算的电子浓度剖面,精度可提高两倍。据报导,现在正在研究用于自动确定电离层参数的程序,但是仍存在许多困难。

§ 9.3 斜向探测

9.3.1 斜传播、跳距和最大可用频率

以下先讨论电波入射方向与等电子密度面法线成一非零角的传播,即斜向传播。斜传播对无线电通信有十分重要的意义,因为短波远距离通信就靠电离层反射斜入射电波而实现的。在给定通信电路分配频道时需要确定可用频段,而可用频段的上限一般取决于电离层的最大电子浓度,其下限由D层吸收、噪声和广播台的干扰等共同确定。其次,斜传播对于电离层探测具有特殊的优越性,这是因为垂测只能得到头顶上范围很小的电离层信息,而斜向探测有可能对数千公里范围内的电离层进行探测与研究。

在此,特别要明确斜传播的两个重要概念:一是跳距,二是最

大可用频率。经电离层反射的特定频率的斜入射电波,有其相应的最小照射距离,这个最小地面距离称为该频率的跳距。而对一特定电路,当靠电离层反射来实现通信时,可用频段有一个上限频率,称为该电路的最大可用频率或 MUF。斜向探测用于通信选频时,最重要的任务就是确定 MUF,因为要实现可靠的通信,考虑到电离层吸收、多径效应、频率扩展等因素的影响,选取高频率是有利的,但当工作频率超过已知电路的 MUF 时,天波只能到达更远的地方,无法实现通信。

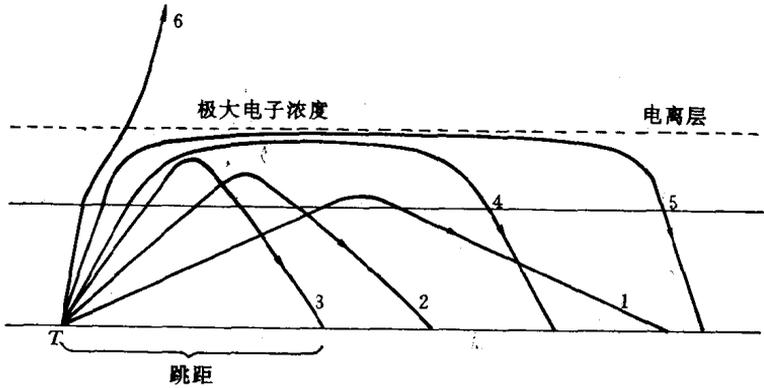


图 9.7 固定频率、不同仰角电波的射线路径

斜传播过程可以用图 9.7 来说明。图中给出了发射机 T 发出的固定频率、各种起飞角(仰角) α 的电波传播路径。低仰角射线(路径 1)所到达的地面距离 D 很大。当仰角增加时距离减小(路径 2)直到距离达到极小值,这就是跳距(路径 3)。进一步增加仰角时地面距离迅速增加(路径 4,5),直到最后电波穿透该层(路径 6)在更高的层中反射或穿过电离层不复返。路径 1、2 是低仰角射线;4、5 是高仰角射线。可以看出,远离发射机的地面某一点,一般可有从高、低两种不同路径到达的信号,称为高波和低波。

如果某距离 D 是某频率 f 的跳距,显然该频率 f 就是该距离

D 实现短波通信的最大可用频率。这个关系在后面将进一步说明。

9.3.2 有关定理

对于无碰撞、无磁场、平面电离层的简单情况，斜传播问题较易处理。当在相同的高度上反射时，斜向传播与垂直传播电波的某些特性由以下三个定理联系起来。

(a) 正割定理

假设频率为 f_v 的电波垂直入射，频率为 f 的电波斜入射，入射角为 i_0 ，二波在相同的高度上反射，由上节知反射条件是（见图 9.8）

$$\text{斜向入射} \quad \mu_{ob} = \sin i_0$$

$$\text{垂直入射} \quad \mu_v = 0$$

$$\text{但} \quad \mu_{ob}^2 = 1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 = \sin^2 i_0 \quad (9.3.1)$$

$$\mu_v^2 = 1 - \left(\frac{f_p}{f_v} \right)^2 = 0 \quad (9.3.2)$$

由于反射高度相同，故反射点等离子体频率相同。由(9.3.2)式求出等离子体频率 $f_p = f_v$ 代入(9.3.1)式有

$$f = f_v \sec i_0 \quad (9.3.3)$$

这就是正割定理，它说明，在同一高度反射时，斜入射电波频率 f 是垂直入射电波频率 f_v 的 $\sec i_0$ 倍， i_0 是入射角。

(b) Breit 和 Ture 定理(等效路径定理)

该定理说明电波沿图 9.8 中真实弯曲路径 TBR 传播所花的时间与沿真空中的等效三角形路径 TAR 传播所花的时间相同。沿 TBR 路径传播的时间为

$$t = \int_{\text{TBR}} \frac{ds}{v_g} = \frac{1}{c} \int_{\text{TBR}} \frac{ds}{\mu_{ob}} \quad (9.3.4)$$

由图 9.8(b)看出， $ds = \frac{dx}{\sin i} = \mu_{ob} \frac{dx}{\sin i_0}$ ，代入上式，得到

$$t = \frac{1}{c \sin i_0} \int_{\text{TAR}} dx = \frac{D}{c \sin i_0} = \frac{TA + AR}{c}$$

其中 D 是地面距离 \overline{TR} 。

(c) Martyn 等效定理(等效虚高定理)

该定理说明斜传播波的反射虚高与等效垂直入射波的反射虚高相等。

由图 9.8 看出,斜路径的等效虚高 $h'_{ob} = \frac{1}{2} P'_{ob} \cos i_0$, 其中

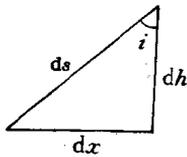
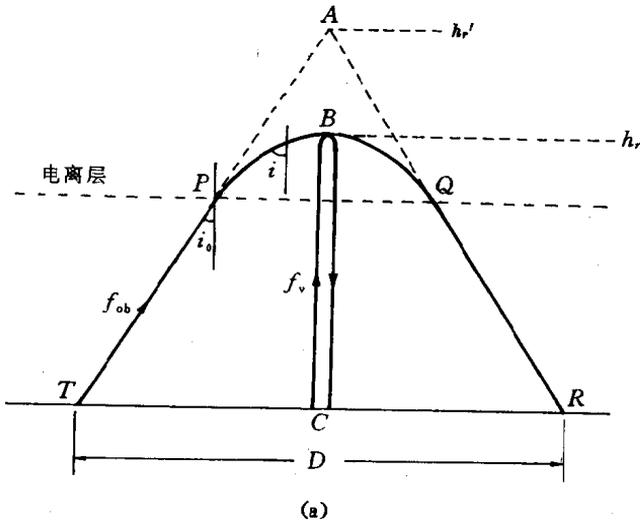


图 9.8 在平面电离层中相同实高上反射的等效波

P'_{ob} 是群路径

$$P'_{ob} = \int \mu' ds = \int \frac{ds}{\mu}$$

因此
$$P'_{ob} = 2 \left\{ \int_{PB} \frac{ds}{\mu_{ob}} + TP \right\} \quad (9.3.5)$$

如果在斜传播波折射指数为 μ_{ob} 的高度上等效垂直传播波的折射指数是 μ_v , 利用正割定理 $f = f_v \sec i_0$, 由(9.3.1)、(9.3.2)式可以求出

$$(1 - \mu_{ob}^2) = (1 - \mu_v^2) \cos^2 i_0$$

再应用 Snell 定律 $\mu_{ob} \sin i = \sin i_0$ 就可以求出

$$\mu_{ob} \cos i = \mu_v \cos i_0$$

将此式代入(9.3.5)式的积分之中, 给出

$$\frac{1}{2} P'_{ob} = TP + \int_{PB} \frac{ds \cos i}{\mu_v \cos i_0} = TP + \sec i_0 \int_{PB} \frac{dh}{\mu_v}$$

因此

$$h'_{ob} = \frac{1}{2} P'_{ob} \cos i_0 = TP \cos i_0 + \int_{PB} \frac{dh}{\mu_v} = AC = h'_v \quad (9.3.7)$$

其中, h'_{ob} 是斜传播的反射虚高, h'_v 是等效垂直传播的反射虚高。

9.3.3 平面抛物层中的斜传播

如图 9.8 所示, 现在考虑频率为 f 的电波以入射角 i_0 斜入射到平面分层的电离层中, 并假设电子浓度分布是由(9.2.23)式表达的抛物型分布。由等效路径定理知地面距离 D 为

$$D = 2h'_v \tan i_0 \quad (9.3.8)$$

其中 h'_v 是频率 $f_v = f \cdot \sin i_0$ 的电波垂直入射时的反射虚高。令

$x = \frac{f}{f_0}$ 表示工作频率与临界频率之比, 可以证明

$$h'_v = h_0 + \frac{Tx}{2} \cos i_0 \ln \frac{1 + x \cos i_0}{1 - x \cos i_0} \quad (9.3.9)$$

故
$$D = 2h_0 \tan i_0 + Tx \sin i_0 \ln \frac{1 + x \cos i_0}{1 - x \cos i_0} \quad (9.3.10)$$

若以仰角(或“起飞角”) $\alpha = \frac{\pi}{2} - i_0$ 代替入射角 i_0 , 上式变成

$$D = 2h_0 \cot \alpha + Tx \cos \alpha \ln \frac{1 + x \sin \alpha}{1 - x \sin \alpha} \quad (9.3.11)$$

由等效路径定理及(9.3.11)式, 斜入射电波群路径 P' 为

$$P' = \frac{D}{\cos \alpha} = \frac{2h_0}{\sin \alpha} + Tx \ln \frac{1 + x \sin \alpha}{1 - x \sin \alpha} \quad (9.3.12)$$

对确定的抛物分布, T, h_0, f_0 (或 x_m) 亦确定, D 及 P' 只是仰角 α 和频率 f (或参量 x) 的函数。以 x 为参量, 地面距离 D 与仰角 α 的关系曲线由图 9.9 给出。

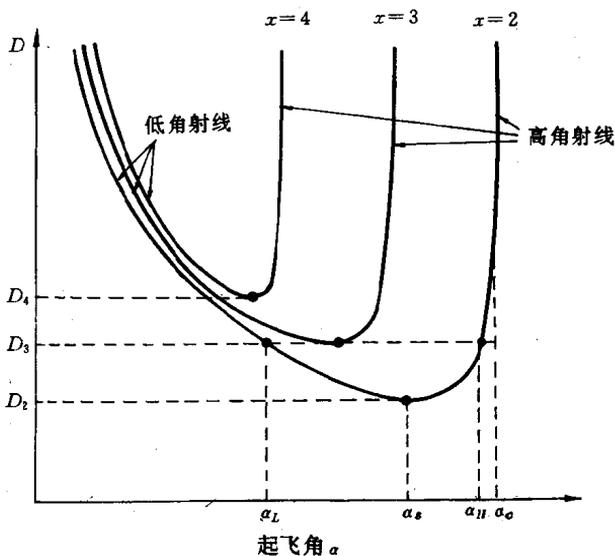


图 9.9 地面距离 D 随仰角 α 的变化, 参量 $x = \frac{f}{f_0}$

由(9.3.11)式可知, 当 $x \sin \alpha = 1$, 或

$$\alpha_c = \sin^{-1} \left(\frac{1}{x} \right) = \sin^{-1} \left(\frac{f_0}{f} \right) \quad (9.3.13)$$

时, D 为无穷大, 这表示射线穿过电离层, 故 α_c 是能返回地面的电波的最大仰角(起飞角)。另外, 由 $\frac{dD}{d\alpha} = 0$ 可决定一起飞角 α_c , 此时, D 有极小值, 如图 9.9 中各曲线的 D_2 、 D_3 、 D_4 等, 此即相应频率的跳距。

9.3.4 斜测电离图

进一步分析图 9.9 可知, 对某一确定的地面距离, 如图 9.9 中 D_3 , 当电波频率较低时, 如 $x=2$, 接收点一般有两个仰角(α_L , α_H)的信号, 它们分别称为低波和高波, 各波按(9.3.12)式有自己的群路径, 在图 9.10 中用圆点表示。它是仰角 α 和频率 f 的函数。当频率增加时, 低波仰角增大, 高波仰角减小, 图 9.10 中高、低波彼此靠拢。当频率继续增加直到 $x=3$ 时, 图 9.10 中高波、低波合二为一。此时若频率再增加, 电波将传播到更远的地面距离上, 或穿透电离层传播, 原接收点收不到信号。故称高、低波重合时对应的频率 f_{\max} 为实验电路的最大可用频率, 或 MUF。如此定义的最大可用频率是经典的最大可用频率。如果发射机处于扫频工作状态, 而接收点同步地接收由电离层反射的信号, 则可

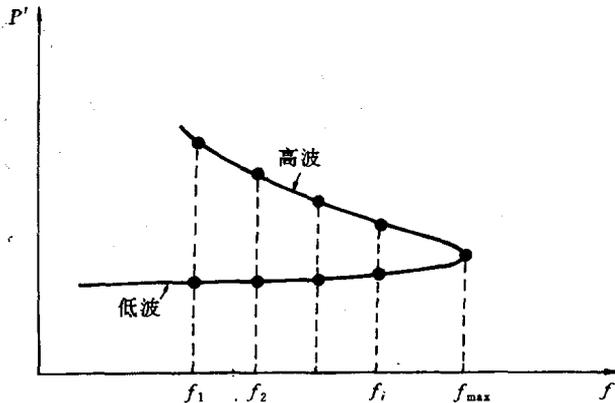


图 9.10 斜测电离图。高、低波重合处对应的频率是 MUF

记录到类似于垂测电离图的 $P'-f$ 曲线，如图 9.10 中连接各组离散点的“连续”曲线（因为扫频时频率是步进的，实际上此曲线仍是离散的，只不过频率点很密，照相记录分辨不清罢了），称为斜测电离图。

另一方面，斜测电离图可以由实验电路中点的垂测电离图变换得来。由等效定理，容易证明斜射波频率 f_{ob} 与垂直入射参数 f_v, h'_v 及地面距离 D 之间的关系为

$$\text{其中 } f_{ob} = f_v \sec i_0 = f_v S \left(\frac{D}{h'_v} \right) \quad (9.7.4)$$

$$S \left(\frac{D}{h'_v} \right) = \sqrt{1 + \left(\frac{D}{2h'_v} \right)^2}$$

参考图 9.11，在垂测电离图 $h'_v(f_v)$ 曲线上紧挨临界频率的 A 点，由于虚高 h'_v 很大， $S \approx 1$ ，故 $f_{ob} \approx f_v \approx f_0$ ，因此得到斜测电离图 $P'(f_{ob})$ 曲线上的 A' 点。在 B 点， f_B 稍小于 f_0 ，但虚高大减，使 S 大增，故 $f_{ob} = f_v S$ 远大于 f_0 ，由此得到图 (b) 的 B' 点。当 f_v 再减小时， f_{ob} 再增大，直到 C 点，这对应图 (b) 的 C' 点。此后，随 f_v 的进一步减小，由于 h'_v 减小不多， S 的增加小于 f_v 的减小，使得

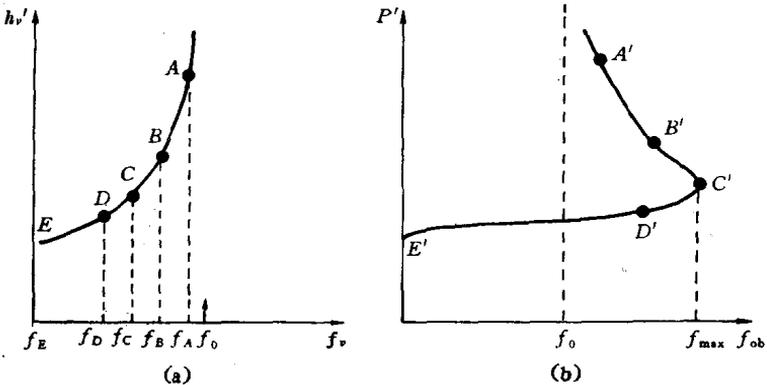


图 9.11 单一层的电离图转换

(a) 垂测电离图 (b) 斜测电离图

$f_{ob} = f_v S$ 也相应减小,由此得到图(b)的 D' 、 E' 各点。曲线 $A'B'C'$ 代表高波, $C'D'E'$ 代表低波。必须注意最大可用频率的信号并不在最大电子波度高度上反射,而是在层中 $f_v S$ 取极大值的高度上反射。工作中常称 $D'(f)$ 曲线为“大鼻子”。当探测距离很远时,这种“大鼻子”很尖,高波由于衰减严重而不易观测到,低波群路径几乎与频率无关。

当电离层以多层模式出现时,斜测电离图上也出现相应于由各层反射的描述。同时,由于地磁场的影响,每条描述都会分裂为二支,它们是寻常波(O)描述和非常波(X)描述。对数千公里长的探测电路,在纵传播情况下,由色散关系(9.1.14)及斯涅尔定律推知,非常波描述与寻常波描述的频率间隔近似为

$$f_X - f_O \approx f_H \quad (9.3.15)$$

其值与工作频率无关。由此可知两条描述形状相同,只是沿频率轴移动了等于自旋频率 f_H 的距离。与纵传播相似,横传播情况下,在长距离传输及 $\frac{f_p^2}{f_X^2} \ll 1$ 时,该值为

$$f_X - f_O \approx \frac{f_H^2}{2f_0} \quad (9.3.16)$$

即两描述的分离随频率的增加而减小,故它们的形状不尽相同。(在垂直入射情况下,纵传播理论仅适用于非常

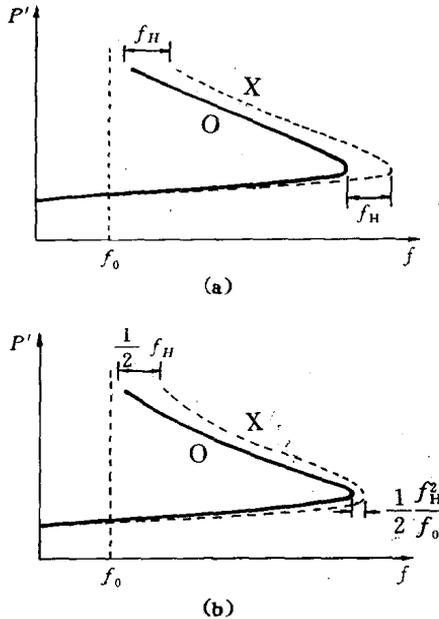


图 9.12 O 波和 X 波描述的分离
(a) 纵传播 (b) 横传播

波,且有 $f_x - f_0 \approx \frac{1}{2} f_H$)对 2500km 左右的距离,该项频率间隔大约是 0.1MHz,因此,分辨率不高的电离图是区分不了 O 波和 X 波描述迹的。以上这些特性示于图 9.12。

9.3.5 Chirp 雷达

线性调频连续波技术已成功地应用于电离层垂直探测和斜向探测中。这种设备,发射机的发射频率是随时间线性变化的连续波,测量回波和发射波之间的拍频,

这种拍频就是回波所经历的时延的度量。这可由图 9.13 看出。若电波群路径为 P' ,则回波时延就是

$$t = \frac{2P'}{c}$$

设发射信号以 f Hz/s 的速度扫频 (f 表示频率对时间的导数),任何时刻的回波频率与发射信号频率都相隔一个偏移频率 $f_0 = tf$ 。显然,这种偏移是度量到散射体距离的标准,它是通过分析发射机扫频振荡器外差的回波信号的频谱后得到的。

线性调频连续波技术的主要优点是:(a)能采用

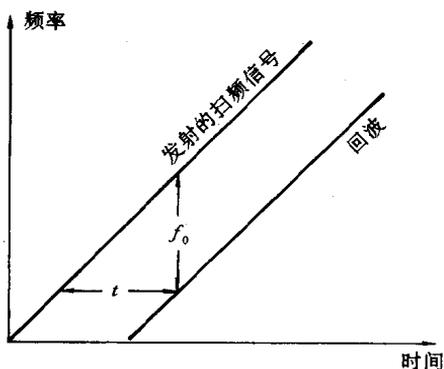


图 9.13 扫频连续波及回波

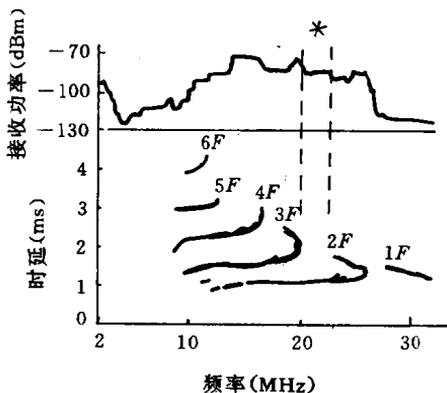


图 9.14 Chirp 探测器电离图

窄带接收机,因此信噪比较高;(b)仅要求发射机产生低功率输出,因此制造设备可采用固体器件。保证完全线性的频率扫描是本技术的关键。美国 Barry 公司研制的 Chirrp 雷达就是此类设备。这种设备用来实时选频,可与通信收发设备并联使用,探测器发射功率可比通信发射功率低 30~40dB,一般是数瓦的量级。由该设备得到的一条 4 000km 电路上的电离图示于图 9.14。图的上部显示了接收功率与频率的关系。有 * 号区域显示了信号较强,多径最少的区域,这就是最佳工作频段。

§ 9.4 返回斜向探测

短波远距离传播一般是以地面和电离层之间连续反射的方式进行,它的许多特点在上节中已讨论过。地面也和电离层一样,并不是很均匀的理想反射镜面,从一点到另一点的电特性是随机变化的,地面各部分也往往是崎岖不平,会造成电波的散射。当然,电离层中电子密度的局部变化也会引起电波的散射,但在一个波长的路径上,地面反射时的相位扰动要比电离层反射时大得多,所以无线电波的地面散射更为强烈。

地面散射信号有一部分可循原路径返回到发射点,故可用接收回波信号同时测出其电平和时延的方法来研究无线电波的传播过程、电离层特性和地面(或目标)特性。这就是返回斜向探测的方法。

基于返回信号的散射源主要是地面的原理,从 1951 年起,研究者们的注意力集中在利用返回斜测技术研究电离层,以提高无线电通信的可靠性。目前该技术已成功地用于以下几个方面:

第一,可以确定跳距以及不同地球物理因素影响下跳距随时间的变化,这是用其他任何方法无法进行研究的。

第二,可以监视和预报短波无线电电路上的工作条件,并已取得了令人满意的结果。返回斜测信号能给出任何给定方向上远离观测点几千公里的电离层的数据,这实质上就是提供了由电离层

站研究电离层和预报其参数的可能。

第三,在国外已成功地进行了短波超视距雷达试验;在国内,也取得了可喜的进展。

返回斜测已经和垂测、斜测一起成为研究电离层的主要方法,且返回斜测的应用越来越集中在两个方面:研究电离层扰动和改善无线电通信及广播电路的工作。

9.4.1 聚焦效应

返回斜测信号最重要的特性就是它在时间尺度上的局部分布,如图 9.15 中的 A 型显示那样,它是判读波形图和确定最高可

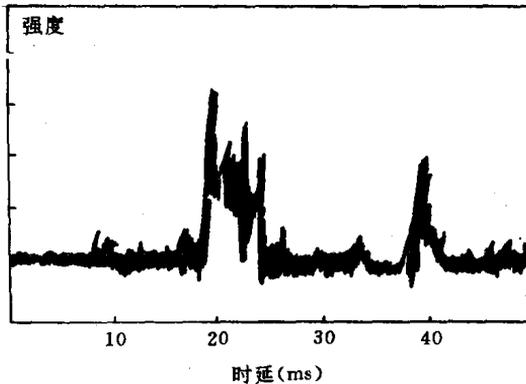


图 9.15 返回斜测信号的 A 型显示

用频率或跳距的基础。因为辐射可由高、低两条路径到达远方地面散射点,且散射信号也可由高、低两条路径返回发射点,一般情况下,返回斜测信号由四条射线的部分能流形成,这四条射线是

	正向传播	反向传播
a	低射线	低射线
b	低射线	高射线
c	高射线	低射线
d	高射线	高射线

由此可知,各路信号的干涉使返回斜测信号波形变得十分复杂。实验表明,回波一般具有很陡的前沿,故可根据 $P = \frac{ct}{2}$ 高精度地求出群路径长度,上式中 t 是时延, c 是自由空间的光速。一般认为,造成后向散射信号的这种特性的原因是由于两种不同的聚焦:电离层的球形聚焦和时间聚焦。前者有时称为空间聚焦,它类似于凹形反射镜的聚光灯对光线的聚焦。时间聚焦现象是返回斜测独有的特性,它类似于前向传播时电波在静区边界上的角聚焦。如果把由(9.3.11)、(9.3.12)式表示的群路径和地面距离以 x 为参数作图,就得到图 9.16 中的曲线。在发射包络形状为单位函数 $i(t)$ 时,首先到达地表面的瞬间时刻对应于 P' 曲线上的 P'_{\min} ,具有最小传播时间 $t_{\min} = \frac{P'_{\min}}{2c}$ 的路径 P'_{\min} 具有仰角 $\alpha_{P'_{\min}}$ 。由图可见,在 $\alpha_{P'_{\min}}$ 附近较宽的角度内的射线群路径与 P'_{\min} 相差甚小,即包含在较大角度范围内的功率密度集中在很短的一段时间内 (t_{\min} 附近)。当电波从这一段地面发生散射并沿原路径返回传播时,重复这种时间上的“压缩”现象,造成了返回信号很陡的前沿。

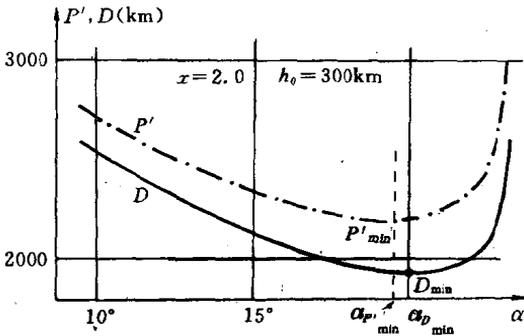


图 9.16 P' 和 D 的关系

根据波动方程对跳距附近场结构的精确求解表明,该区域内场呈现复杂的结构。在照射区内,高射线和低射线干涉引起极大

值和极小值的交替出现,但平均功率密度在跳距外是随距离下降的,这称为最小距离聚焦或跳距聚焦,如图 9.17 所示。由此可知,斜测电离图在“鼻尖”部分(即在最大可用频率附近)的信号是较强的。

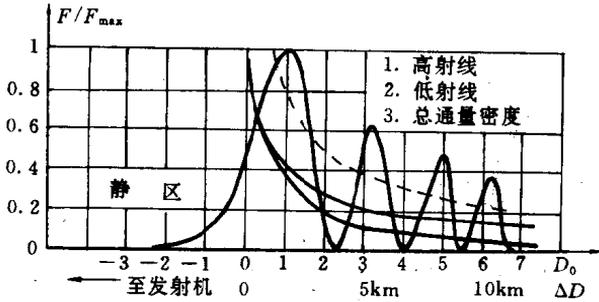


图 9.17 聚焦区的场结构

为了进一步理解返回斜测时聚焦效应,可借助图 9.18 直观地

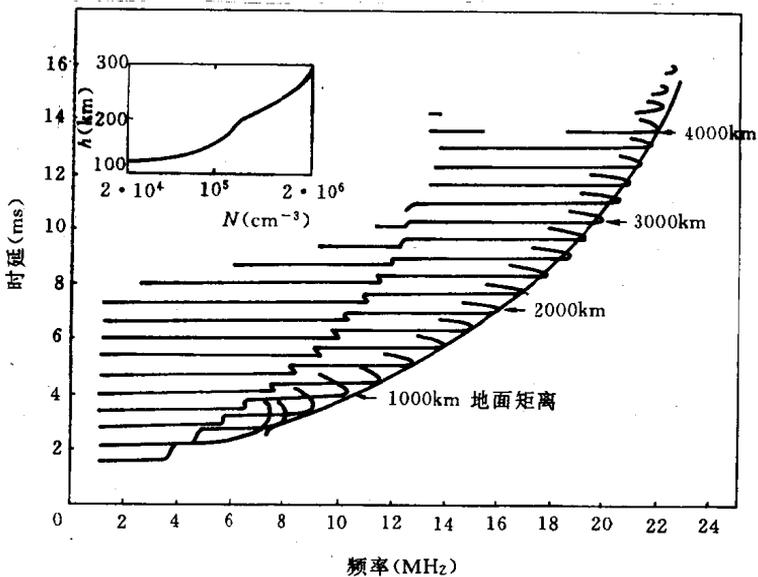


图 9.18 由几个非常强的散射体产生的扫频返回斜测信号

把跳距聚焦与时间聚焦联系起来。这个简图的作法是,假设在远离扫频发射机的地面上只有若干个孤立的散射体。对每个散射体来说,在时间-频率域中回波必定取斜测电离图的形式(见图 9.10),对单独一个回波来说,由于上述的跳距聚焦效应,在最大传播频率部分信号较强。大量的这种回波从图的右上方到左下方彼此重迭,而重迭回波的最强部分恰好在斜的前沿处,每条曲线都在此相切。累加过程中的这种强化就是时间聚焦的根源。

9.4.2 最小时延与 $P'(f)$ 曲线

除了上述聚焦效应形成的陡峭前沿以外,下面将要进一步讨论返回斜测信号的一些特性。如果忽略地磁场,对于平面分层电离层,容易得到特别简单的关系。

Peterson 于 1951 年首先证明,在平面地球情况下,由平面分层电离层反射并具有最小时延的射线,其反射高度是与频率无关的常数,且最小群路径与频率的关系是通过 P' - f 坐标系原点的一条直线。

事实上由图 9.8 及等效定理可知

$$P' = \frac{2h'}{\sin\alpha} \quad (9.4.1)$$

h' 是频率为 f 的射线的反射虚高,根据正割定理,它也是频率为

$$f_v = f \sin\alpha \quad (9.4.2)$$

的垂直入射电波的反射虚高。由上式可得

$$\frac{1}{\sin\alpha} = \frac{f}{f_v}$$

代入(9.4.1)式,得到

$$P' = \left(\frac{2h'}{f_v} \right) f \quad (9.4.3)$$

此式两边取极小值,就有

$$P'_{\min} = \left(\frac{2h'}{f_v} \right)_{\min} \cdot f \quad (9.4.4)$$

把具有相同坐标刻度的 $P'(f)$ 曲线和 $2h'(f)$ 曲线重迭在一起, 可得到图 9.19。由图看出 $\left(\frac{2h'}{f}\right)$ 是通过垂测二次反射频高曲线上一点的割线的斜率, 而 $\left(\frac{2h'}{f}\right)_{\min}$ 是割线斜率的极小值, 即为垂测二次反射频高曲线过坐标原点的切线的斜率, 对给定电离层, 它是一常数。切点对应的高度 h'_0 即是任意频率电波最小时延射线的反射高度。

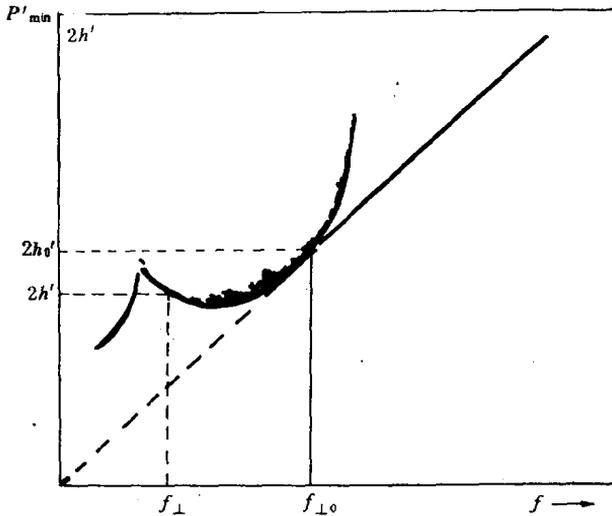


图 9.19 切线定理的图示

(9.4.4)式称为切线定理, 它说明: (a) $P'_{\min}(f)$ 曲线为通过时延频率坐标系原点的一条直线, 且与垂测二次反射频高曲线相切, (b) 任意频率的最小时延射线在相同高度上反射。

在电子浓度取抛物分布时, 容易证明返回斜测信号的上述特性。由(9.3.12)式可知, 使 P' 取极小值的仰角 $\alpha_{P'_{\min}}$ 由 $\frac{dP'}{d\alpha} = 0$ 确定, 即

$$\frac{dP'}{d\alpha} = -2\cos\alpha \left\{ \frac{h_0}{\sin^2\alpha} - \frac{T}{x^{-2} - \sin^2\alpha} \right\} = 0 \quad (9.4.5)$$

显然当 $\cos\alpha = 0$ 时上式成立,此时 $\alpha = 90^\circ$,且有

$$P'_{\min} = 2h_0 + xT \ln \frac{1+x}{1-x} \quad (9.4.6)$$

只要 $x < 1$, 所得解就存在,这相当于垂测二次反射的一般情况。

如果 $\cos\alpha \neq 0$ 或 $\alpha \neq 90^\circ$, 令(9.4.5)式括号内的式子等于零,可得到 $\alpha_{P'_{\min}}$ 所满足的关系为

$$\sin\alpha_{P'_{\min}} = \frac{1}{x} \sqrt{\frac{h_0}{h_m}} \quad (9.4.7)$$

代入(9.3.12)式,就得到最小群路径的频率特性

$$P'_{\min}(x) = x \left[2h_0 \sqrt{\frac{h_m}{h_0}} + T \ln \frac{1 + \sqrt{\frac{h_0}{h_m}}}{1 - \sqrt{\frac{h_0}{h_m}}} \right] \quad (9.4.8)$$

对确定的电离层,上式右边括号内是常数,故该式表示 P'_{\min} 和频率成线性关系。

为了确定 P'_{\min} 对应的反射高度,由(9.4.7)式可得

$$f \cdot \sin\alpha_{P'_{\min}} = f_0 \sqrt{\frac{h_0}{h_m}} = \text{常数} \quad (9.4.9)$$

据正割定理,在等效反射高度保持一定的情况下,可以将常数 $f \sin\alpha_{P'_{\min}}$ 换为波垂直投射频率 f_v ,即

$$f_v = f_0 \sqrt{\frac{h_0}{h_m}} \text{ 或 } \frac{f_v}{f_0} = \sqrt{\frac{h_0}{h_m}},$$

这样,由(9.4.6)式可得

$$\begin{aligned} h'_0(f) &= h_0 + \frac{T f_v}{2 f_0} \ln \left[\frac{1 + \frac{f_v}{f_0}}{1 - \frac{f_v}{f_0}} \right] = h_0 + \frac{T}{2} \sqrt{\frac{h_0}{h_m}} \ln \left[\frac{1 + \sqrt{\frac{h_0}{h_m}}}{1 - \sqrt{\frac{h_0}{h_m}}} \right] \\ &= \text{常数} \end{aligned} \quad (9.4.10)$$

根据 Marty 定理,因为垂直投射和斜投射的等效高度相等,故具有

最小时延的射线的实际反射高度与频率无关。这种特性示于图 9.20。图中所示的群路径的曲线是基于 $h_0 = 215\text{km}$, $T = 115\text{km}$ 这样的电离层参数对不同的 x 按(9.4.6)式作出的,它是各种仰角入射波的反射点的轨迹。图中连接坐标原点和 x 曲线上任何一点的直线长度等于群路径,点划线表示对原点的距离为最小的各点的几何位置,它相应于有最小时延的射线等效反射高度的两倍。

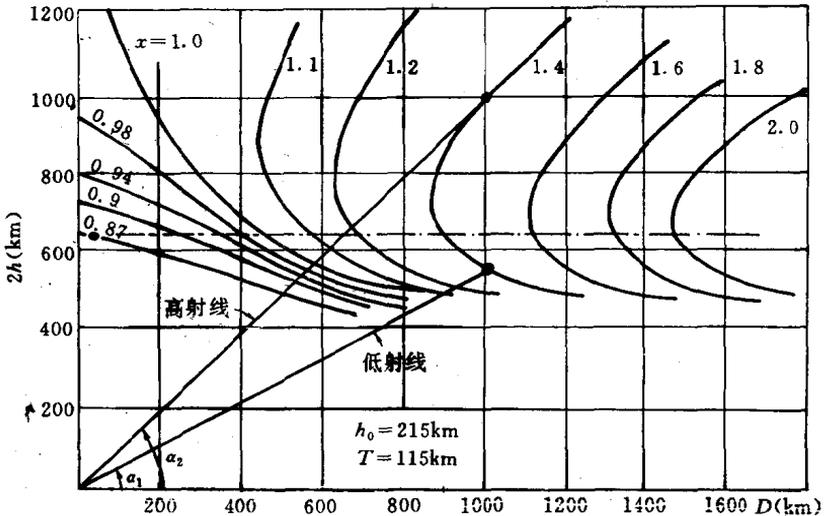


图 9.20 不同仰角射线反射点的轨迹 $x = \frac{f}{f_0}$

原则上,当 $\alpha = \alpha_{D_{\min}}$ 时,地面距离 D 的表达式(9.3.11)也应有极小值,但由于所得方程是超越方程, $\alpha_{D_{\min}}$ 不能以显函数的形式表示。必须指出,最小地面距离 D_{\min} (跳距)总是比相应最小时延的射线的距离 $D_{P'_{\min}}$ 要小。实际上,由于

$$D = P' \cos \alpha \quad (9.4.11)$$

于是

$$\frac{dD}{d\alpha} = \frac{dP'}{d\alpha} \cos \alpha - P' \sin \alpha \quad (9.4.12)$$

将 $\alpha_{P'_{\min}}$ 代入, 考虑到 $\left. \frac{dP'}{d\alpha} \right|_{\alpha_{P'_{\min}}} = 0$, 就得到

$$\left. \frac{dD}{d\alpha} \right|_{\alpha_{P'_{\min}}} = -P'_{\min} \sin \alpha_{P'_{\min}} \quad (9.4.13)$$

当 $\alpha = \alpha_{P'_{\min}}$ 时, $\frac{dD}{d\alpha}$ 不为零意味着距离 D_{\min} 小于 $D_{P'_{\min}}$, 而负号表示 α_D 大于 $\alpha_{P'_{\min}}$ 。这些结果已在图 9.16 中给出, 图 9.21 中也给出了 P' 和 D 的关系的示意图, 图中显示出 $D_{P'_{\min}} > D_{\min}$, 且探测距离越近, 二者之差越大。实际计算指出, 对典型的电离层参数, 当 $D > 1000\text{km}$ 时, 二者之差小于 10km 。可以近似地取最小群路径对应的地面距离为最小地面距离, 这在确定 MUF 时得到了应用。

以上所讨论的情况表明, 单跳信号对地面的照射产生了两种射线能流, 见图 9.21。在辐射开始以后 $t = \frac{P'_{\min}}{c}$ 的时刻照射始于点 $D_{P'_{\min}}$ 处, 此后离开 $D_{P'_{\min}}$ 向两个方向传播。在 $D > D_{P'_{\min}}$ 的区域内, 照射单调地达到地平线 (由于地面是球状的); 在 $D < D_{P'_{\min}}$ 的区域内, 照射达到 D_{\min} 点返回, 又开始对已照射区的第二次覆盖。因此, 在照射区内的每一点都有两种不同时延、不同入射角和不同强度的射线。在返回点 (跳距) 射线理论不适用, 确定该区场强需要求解波动方程。

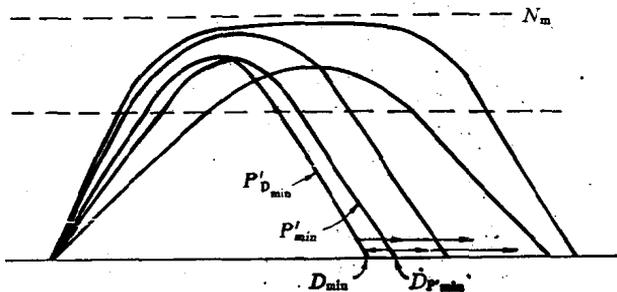


图 9.21 射线路径与地面距离的关系

探测距离较远时,必须考虑电离层的弯曲,这时, D 和 P' 的表达式更为复杂, $P'_{\min}(f)$ 曲线的高频端将不再是线性变化的,当频率增加时曲线向上弯曲。图 9.22 表明了返回斜测的上述特征。

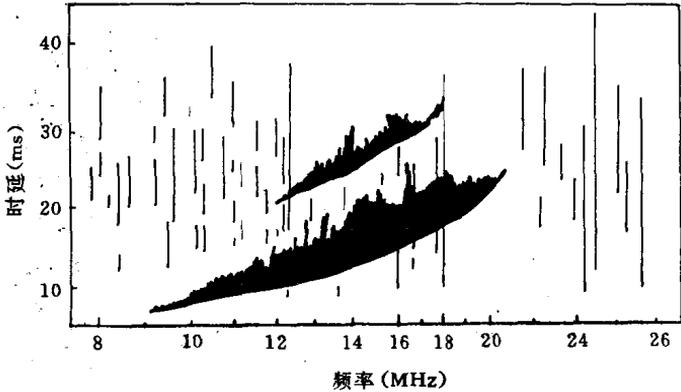


图 9.22 返回斜测电离图

9.4.3 电离图分析

如何判读返回斜测电离图,是决定这种探测方法能否扩大使用范围的难题之一,对此类问题应予以专门的研究。首要的问题是需知道电离层中到底是哪一层参与形成回波? 散射源是地面还是电离层不均匀结构? 因为距离-频率特性可以由信号经不同的电离结构反射后由地面散射而成的(这些电离结构可能是正常的 F 层和 E 层,也可能是其它的突发层),也可以是信号从电离层的不均匀体直接散射形成的,地面不起作用。

图 9.23 给出了几种重要的距离-频率特性,以下分别予以说明。

第一种是宁静条件下 F2 层的距离-频率特性,信号有很密集的波型,脉冲前沿很明显。这时沿探测方向的电离层状况应该还是比较均匀的,因此,这种距离-频率特性看起来近似于 $P'_{\min}(f)$ 的

理论关系。这种特性曲线可以经常观测到,确定它也最简单(见图 9.23A)

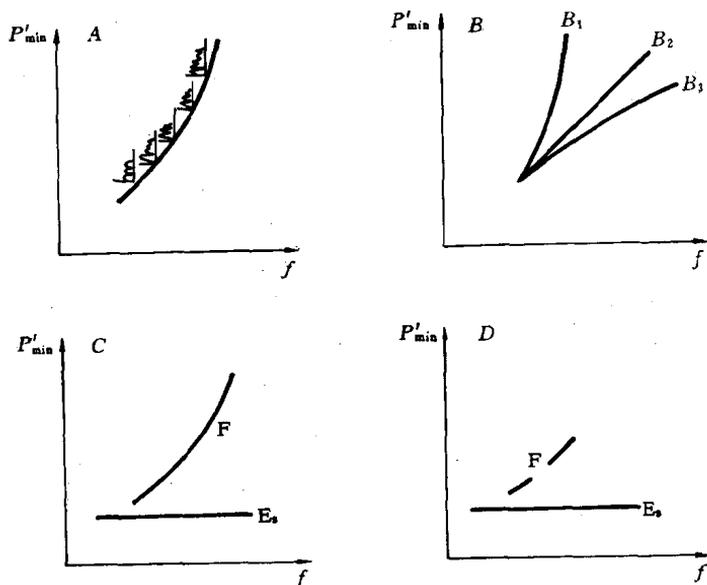


图 9.23 几种重要的距离-频率特性

第二种也是属于 F2 层的距离-频率特性,但比较复杂,这是由于沿传播方向上电离层参数的变化引起的,可分为 B_1 、 B_2 、 B_3 几种类型。例如,与第一种相比是向上弯的称为 B_1 型,在向临界频率减小的方向探测时会遇到这种类型。第二种特性也经常遇到(图 9.23B)。

第三种是 E_s 层反射的距离-频率特性,也是常见的。这种特性和频率的关系不密切。由于这种特性由很宽的一组信号形成,而且 E_s 层的电子密度不高,因此,在显示器上还会出现 F2 层的距离-频率特性曲线(见图 9.23C)。

第四种是由遮蔽型 E_s 层形成的距离-频率特性。此时, F2 层反射回波或者没有,或者只在某几个频段上勉强可见(见图

9.23D)。

除了给出距离-频率特性以外,返回斜测还经常给出距离-时间特性和距离-方位特性。

值得指出的是,天线垂直面内的方向性对回波信号有很大的影响。例如,如果信号前沿是由与收发天线的最小增益相对应的射线组成,则前沿不是陡峭地迅速增到最大值,而是倾斜的,信号的最大值移到时延较大的地方;在确定静区边界和最大可用频率时会产生很大的误差。由此可知,对用于返回斜测的天线,要求垂直面内的方向性宽一些,主瓣一定要包含所有探测频率的最小时延角;而水平面内的方向性应尽可能的窄。作为参考,图 9.24 给出了 F2 层各个高度上最小时延角 $\alpha_{P'_{min}}$ 与相对频率 x 的关系。

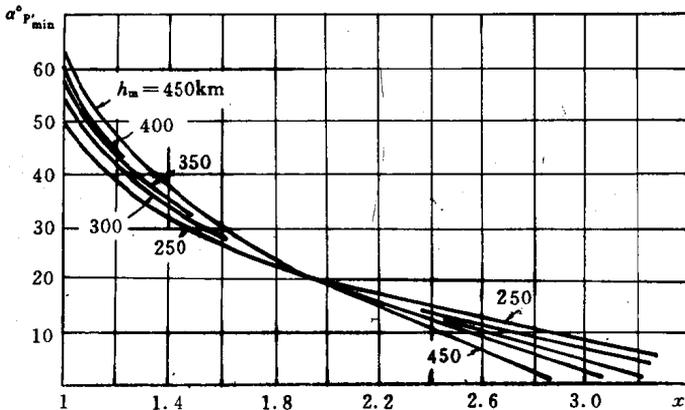


图 9.24 最小时延角与相对频率 x 的关系

9.4.4 MUF 的确定,FXZ 选频系统

返回斜测技术最有成就的应用之一就是确定通信电路上的最大可用频率。因此,以下将要讨论如何由返回斜测得到的 F2 层 $P'(f)$ 曲线,确定给定距离上最大可用频率的方法。这时必须知道,在已知电离层条件下,哪一条最短射线距离相应于所要求的地

面距离,对应于所求的最小距离的那个频率也就是所需求的最大可用频率。

先考虑平面地球的简单模式。这时,最小群路径频率特性由(9.4.8)式给出。前已说明,最小时延射线对应的地面距离 $D_{P'_{\min}}$ 大于最小地面距离(跳距) D_{\min} 。由于 D_{\min} 没有明确的表达式, D_{\min} 对应的射线路径也没有明显的特征,故只能近似地用最小时延射线距离 $D_{P'_{\min}}$ 来代替最小地面距离 D_{\min} ,所引入的误差约为(10~20)km,用此法求出的距离将稍大于实际通信距离。这也有其好的一面,因为在确定最大可用频率时应保证有余量,也就是说,用此求得的频率将比实际的 MUF 稍低一点。作了这些考虑之后,由实测 $P'_{\min}(f)$ 曲线求 MUF 的步骤可归纳如下:

(i) 由典型的电离层参数 h_0 和 h_m ,根据(9.4.10)求出最小时延射线的反射高度 h'_0 ;

(ii) 由收发两点的经纬度确定两点间的大圆弧距离 D 。如果已知发射点和接收点的纬度和经度分别为 (X_T, Y_T) 和 (X_R, Y_R) ,则依球面三角公式

$$\cos d = \sin X_T \sin X_R + \cos X_T \cos X_R \cos(Y_T - Y_R) \quad (9.4.14)$$

求出大圆距离为

$$D = 111.136d^\circ (\text{km}) \quad (9.4.15)$$

(iii) 由 h_0 和 D ,按等效定理求出最小群路径 P'_{\min}^*

$$P'_{\min}^* = \sqrt{D^2 + 4h_0'^2} \quad (9.4.16)$$

(iv) 在返回斜测电离图上取 $P'_{\min} = P'_{\min}^*$,作频率轴的平行线,交于 $P'_{\min}(f)$ 曲线上一点,该点的横坐标 f_M 就是所求的最大可用频率。

对球形地面,也有相应的结果。

武汉大学曾于 60 年代中期在黄陂-长春电路上用此方法确定 MUF,同时与斜测确定的 MUF 进行比较。大量实验结果证明,当地面距离大于 1500km 时,其误差为 $\pm 6\%$ 左右,误差统计见表

9.2。表中数据表明：利用返回斜测方法实时确定 MUF 是较为可靠的。

表 9.2 1966.5.1—10.29 黄陂-长春电路上返回
斜测与斜测确定的 MUF 的相对误差

相对误差	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	>6
各种相对 误差的场数	0	4	10	41	86	63	407	96	111	45	22	8	6	10

在长期实验的基础上，武汉大学于 70 年代末研制出 FXZ 实时选频系统。该系统把返回斜测与斜向探测结合起来，全系统同步地工作，能实时地精选出大约 4000km 范围内两地通信的最大可用频率或最佳工作频率，并且不需要频率预约而自动将工作频率通知对方并沟通联络。这种系统的应用不仅给通信选频工作带来极大方便，而且为研究电离层结构提供了新手段。

§ 9.5 多普勒和法拉第测量

已知与空间、时间有关的正弦相位为

$$\varphi = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \quad (9.5.1)$$

其中， \mathbf{k} 是波矢量， ω 是角频率。由此看出，如果 \mathbf{k} 和(或) \mathbf{r} 随时间变化，将等效于角频率 ω 的变化。假如接收波的相位随时间变化，波的角频率将有一个漂移量 $\Delta\omega$ 。这类似于收、发点相对运动时波的频率变化，通常称为多普勒频移。频率的变化是容易测量的，在观测电离层的瞬变效应，例如观测太阳 X 射线爆发，地磁的突变和行进性扰动等对电离层的影响尤为有价值。

与相位有关的另一种现象是法拉第旋转或极化衰落。众所周知，当一高频线极化无线电波沿磁场方向入射到一无吸收等离子体时，它会分裂为具有相反旋转方向的两个圆极化波。这两个特

征波的传播速度稍有不同,因而合成波的极化面(即 E 矢量的振动方向)将绕传播方向旋转。旋转量依赖于沿射线路径的总电子含量,所以测量月亮反射信号或卫星发射信号的旋转角可以用来确定电离层的总电子含量。

9.5.1 波的频率和相位变化

频率为 f 的电波传播了距离 S 后,其相位为

$$\phi = 2\pi \int_S \frac{dS}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} \int_S \mu dS \quad (9.5.2)$$

其中 λ 是传播介质中的波长,介质若是各向同性的,恒有

$$\phi = \frac{2\pi f}{c} P = \frac{2\pi}{\lambda_0} P \quad (9.5.3)$$

其中 λ_0 是自由空间中的波长, $P = \int_S \mu dS$ 是相路径,有磁场存在时,相路径为

$$P = \int_S \mu \cos \alpha dS \quad (9.5.4)$$

α 是电波射线方向与波矢量方向之夹角。相位的变化为

$$\Delta \phi = \frac{2\pi f}{c} \Delta P \quad (9.5.5)$$

其中 ΔP 是相路径变化。由此看出,相位的变化或者产生于真实路径的变化,或者产生于折射指数沿路径的变化。如果 ΔP 由真实路径变化引起的,则积分项与 f 无关,并有

$$\Delta \phi \propto f \quad (9.5.6)$$

相位的变化随波频率的增加而增加。如果 ΔP 由折射指数的变化引起,由于

$$\mu \approx \left(1 - \frac{KN}{f^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 1 - \frac{KN}{2f^2} \quad (9.5.7)$$

其中 $K = 80.6$

$$\Delta P = \int_S \Delta \mu dS \approx - \frac{K}{2f^2} \int_S \Delta N dS \quad (9.5.8)$$

代入(9.5.5)式可得

$$\Delta\phi \propto f^{-1} \quad (9.5.9)$$

此时,相位的变化反比于波频率。因此,观测两个相近频率的相位变化,由(9.5.6)与(9.5.9)式就可知道相位的变化主要是由反射高度的变化引起还是由反射高度以下电子含量的变化引起。

确定相位变化到底是由于反射高度的变化引起还是由于非偏区电子含量的变化引起的,另一个方法是同时测量群路径的变化 $\Delta P'$ 和相路径的变化 ΔP 。由 P 和 P' 的定义,略去磁场时,对非偏区的情况有

$$\left. \begin{aligned} \Delta P' &= \Delta \int \frac{dh}{\mu} \approx \frac{K}{2f^2} \int \mu^{-3} \Delta N dh \approx \frac{K}{2f^2} \Delta N_T \\ \Delta P &= \Delta \int \mu dh \approx \frac{K}{2f^2} \int \mu^{-1} \Delta N dh \approx -\frac{K}{2f^2} \Delta N_T \end{aligned} \right\} \quad (9.5.10)$$

因此

$$\frac{\Delta P'}{\Delta P} \approx -1 \quad (9.5.11)$$

反之,如果二者是由反射高度变化引起,恒有 $\mu' = \mu$ 及 $\Delta P = \Delta P'$,即

$$\frac{\Delta P'}{\Delta P} = +1 \quad (9.5.12)$$

结合(9.5.5)和(9.5.8)式,可由测量到的相位变化来表示非偏区总电子含量的变化 ΔN_T

$$\Delta N_T = \int \Delta N dh = \frac{-cf}{K\pi} \Delta\phi \quad (9.5.13)$$

瞬时频率的漂移 Δf 由相位漂移 $\Delta\phi$ 的时间变化率给出,即

$$\Delta f = \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta\phi}{2\pi} \right)$$

由(9.5.5)式可得

$$\Delta f = -\frac{f}{c} \frac{d}{dt} \Delta P = -\frac{\Delta\dot{P}}{\lambda_0} = -\frac{f}{c} \Delta\dot{P} \quad (9.5.14)$$

式中的“点”表示对时间求导,负号表示相路径减小时产生正的频率漂移,反之亦然。

因为相路径 P 是 μ 和 S 的函数, 由(9.5.4)式给定, 其中, 积分路径 S 是射线路径。可应用 μ 、 S 的时间微商来表示(9.5.14)式。忽略地磁场影响时, 有 $\alpha=0$, 于是

$$P = \int_S \mu dS \quad (9.5.15)$$

对垂直入射探测

$$P_{\perp} = 2 \int_0^{h_r} \mu dh \quad (9.5.16)$$

其中 h_r 是电波反射点的高度, 这时, 由(9.5.14)式得到垂直入射时电离层反射的电波的多普勒频移为

$$\Delta f_{\perp} = -\frac{2f}{c} \frac{d}{dt} \int_0^{h_r} \mu dh \quad (9.5.17)$$

设电离层底高为 h_0 , 则当电离层本身运动变化时, h_0 和 h_r 均可能随时间变化, 故将上式写成

$$\Delta f_{\perp} = -\frac{2f}{c} \frac{d}{dt} \left(\int_0^{h_0} \mu dh + \int_{h_0}^{h_r} \mu dh \right) \quad (9.5.18)$$

h_0 、 h_r 、 μ 均是时间的函数, 故

$$\begin{aligned} \Delta f_{\perp} = & -\frac{2f}{c} \left(\int_0^{h_0} \frac{d\mu}{dt} dh + \mu \Big|_{h_0} \frac{dh_0}{dt} + \int_{h_0}^{h_r} \frac{d\mu}{dt} dh \right. \\ & \left. + \mu \Big|_{h_r} \frac{dh_r}{dt} - \mu \Big|_{h_0} \frac{dh_0}{dt} \right) \quad (9.5.19) \end{aligned}$$

一般电离层的下边界电子密度随高度的变化不是突变的, 在此处不发生反射。上式可简化为

$$\Delta f_{\perp} = -\frac{2f}{c} \left(\int_0^{h_0} \frac{d\mu}{dt} dh + \int_{h_0}^{h_r} \frac{d\mu}{dt} dh + \mu \Big|_{h_r} \frac{dh_r}{dt} \right)$$

因为在 h_0 以下 $\mu = 1$, 上式第一个积分中 $\frac{d\mu}{dt} = 0$, 则上式又成为

$$\begin{aligned} \Delta f_{\perp} &= -\frac{2f}{c} \int_{h_0}^{h_r} \frac{d\mu}{dt} dh - \frac{2f}{c} \mu \Big|_{h_r} \frac{dh_r}{dt} \\ &= -\frac{2f}{c} \int_{h_0}^{h_r} \frac{d\mu}{dt} dh - \frac{2f}{c} \mu \Big|_{h_r} V_{\perp} \\ &= \Delta f'_{\perp} + \Delta f''_{\perp} \quad (9.5.20) \end{aligned}$$

其中 $V_{\perp} = \frac{dh_r}{dt}$, 表示反射面在垂直方向上运动的速度, 而

$$\Delta f_{\perp}^{\nu} = -\frac{2f}{c} \mu|_{h_r} V_{\perp} \quad (9.5.21)$$

表示垂直投射时由于反射面运动所引起的多普勒频移, 其值与反射面处介质的状态 $(\mu|_{h_r}, V_{\perp})$ 有关, 是局部效应, 称为微分效应。研究高频无线电波在电离层中的传播时常略去地磁场以及电子与其他粒子碰撞的影响, 此时, 对垂直入射的电波, 在反射面处折射指数为零, 即 $\mu|_{h_r} = 0$, 故微分效应项 $\Delta f_{\perp}^{\nu} = 0$ 。这样, (9.5.20) 式简化成

$$\Delta f_{\perp}^{\mu} = -\frac{2f}{c} \int_{h_0}^{h_r} \frac{d\mu}{dt} dh \quad (9.5.22)$$

表示垂直入射时, 反射面以下各高度上折射指数随时间的变化产生的多普勒频移, 因而是积分效应。

对斜入射的情况, 类似的分析得出同样的结果: 反射面的运动不产生多普勒频移, 而多普勒频移的表达式为

$$\Delta f = -\frac{f}{c} \int_S \frac{d\mu}{dt} dS \quad (9.5.23)$$

文献[6]和[35]给出了相同的结果: 电离层反射的高频无线电波, 其多普勒频移取决于反射面以下各处折射指数随时间的变化, 而反射面的运动对多普勒频移无贡献。反射面的运动不产生多普勒频移的物理意义是: 在垂直入射探测的情况下, 反射面折射指数为零 ($\mu = 0$), 此处电波的相速度 $v_{\phi} = \frac{c}{\mu} \rightarrow \infty$, 波长 $\lambda = \frac{\lambda_0}{\mu} \rightarrow \infty$, 因此不产生多普勒频移; 在斜入射的情况下, 在反射面处入射角 $i = \frac{\pi}{2}$, 波矢量与垂直方向 (反射面运动的方向) 相互垂直, 层的运动不改变相路径, 因此, 也不产生多普勒频移。

9.5.2 微分多普勒技术

现在考虑地面接收来自空间飞行体发射的高频信号。这时,

由于距离的变化及电子浓度的变化均会产生多普勒频移,按多普勒频移的最一般的表达式

$$\Delta f = -\frac{f}{c} \frac{d}{dt} \int_S \mu \cos \alpha dS$$

设飞行体的位置到地心的距离用 r_T 表示,接收点的位置以 R_E 表示,且由于 $dS = \sec \chi dr$, χ 是天顶角,在忽略地磁场时

$$\begin{aligned} \Delta f &= -\frac{f}{c} \frac{d}{dt} \int_{R_E}^{r_T} \mu \sec \chi dr \\ &= -\frac{f}{c} \left[\left(\mu \sec \chi \frac{dr_T}{dt} \right)_{r_T} + \int_{R_E}^{r_T} \frac{d}{dt} (\mu \sec \chi) dr \right] \\ &= \Delta f^v + \Delta f^i \end{aligned} \quad (9.5.24)$$

这与(9.5.20)式类似, Δf^v 和 Δf^i 分别是由微分效应和积分效应产生的多普勒频移,前者是由波源的相对运动引起,后者是由电离介质的时变引起。下面分别考虑火箭探测与卫星探测情况下(9.5.24)式的应用。

在火箭探测情况下,天顶角很小, $\sec \chi = 1$, 相比而言 $\frac{d\mu}{dt}$ 也很小,只须保留(6.6.24)式中的第一项,即

$$\Delta f \approx -\frac{f}{c} (\mu V)_{r_T} \quad (9.5.25)$$

式中 $V = \frac{dr_T}{dt}$ 是火箭运动速度。

一般在穿过电离层的火箭上发射两个频率为整数倍的信号,它们由同一振荡器的不同倍频产生,且有

$$f_2 = n f_1 \quad (9.5.26)$$

式中 n 为大于 1 的正整数。由于多普勒效应,地面收到的两个信号的频率为

$$\begin{aligned} f_{r_1} &= f_1 + \Delta f_1 \\ f_{r_2} &= f_2 + \Delta f_2 \end{aligned} \quad (9.5.27)$$

将 f_{r_1} 进行 n 次倍频且与 f_{r_2} 差拍,拍频为

$$f_b = nf_{r_1} - f_{r_2} = n\Delta f_1 - \Delta f_2 \quad (9.5.28)$$

将(9.5.25)式代入后有

$$f_b \approx \frac{nf_1}{c} [(\mu_2 - \mu_1)V]_{r_T} \quad (9.5.29)$$

一般使用的探测频率远高于电离层的等离子体频率,即 $X \ll 1$, $Y \ll 1$, 容易满足准纵传播条件,由

$$\mu^2 = 1 - \frac{X}{1 \pm Y}$$

可得

$$\begin{aligned} \mu &\approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{X}{1 \pm Y} \\ &= 1 - \frac{1}{2} X(1 \pm Y + Y^2 \pm Y^3 + \dots) \end{aligned} \quad (9.5.30)$$

注意到 $f_2 = nf_1$, 上式成为

$$\mu_2 - \mu_1 = \frac{KG}{f_1^2} N \quad (9.5.31)$$

其中 N 为电子浓度——每立方米内的电子数,频率 f 以 Hz 计, $K \approx 80.6$, 且

$$G = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \mp \left(1 - \frac{1}{n^3}\right) \frac{f_H}{f_1} + \left(1 + \frac{1}{n^4}\right) \left(\frac{f_H}{f_1}\right)^2 \mp \dots \quad (9.5.32)$$

式中上面符号适用寻常波,下面符号适用于非常波。显然,忽略地磁场时 $f_H = 0$, 有

$$G = 1 - \frac{1}{n^2} \quad (9.5.33)$$

将(9.5.31)式代入(9.5.29)式,得到

$$f_b \approx \frac{nK}{cf_1} (GNV)_{r_T} \quad (9.5.34)$$

下标 r_T 表示括号中的量在火箭高度上取值。只要测得拍频 f_b , 由(9.5.34)式就可求出火箭所在位置的电子浓度

$$N_{r_T} = \frac{cf_1}{nK(GV)_{r_T}} \cdot f_b \quad (9.5.35)$$

这样的探测方法称为微分多普勒技术。

在运动卫星信标的情况下,如果二相关频率仍满足(9.5.26)式,且(9.5.30)至(9.5.33)式均成立,则(9.5.24)式可写成更一般的表达式

$$\begin{aligned} f_b &= n\Delta f_1 - \Delta f_2 \\ &= n \frac{Vf_1}{c} (\mu_2 - \mu_1) + \frac{nf_1}{c} \int_S \frac{d}{dt} (\mu_2 - \mu_1) dS \end{aligned} \quad (9.5.36)$$

对足够高的频率以及很低的电子浓度, $\mu_2 \approx \mu_1 \approx 1$, 对同步卫星 $V=0$ (在收发点间波传播方向上,同步卫星的速度为零), 上式第一项为零, 所以

$$f_b \approx \frac{nf_1}{c} \int_S \frac{d}{dt} (\mu_2 - \mu_1) dS \quad (9.5.37)$$

以(9.5.31)式代入, 有

$$f_b \approx \frac{nf_1}{c} \int_S \frac{d}{dt} \left(\frac{KGN}{f_1^2} \right) dS \quad (9.5.38)$$

取 G 在路径上的中值 \bar{G} , 并提到积分号外, 且由于 $\int_S NdS = N_T$ 为电子柱体含量, 上式可写成

$$f_b \approx \frac{nK\bar{G}}{cf} \frac{dN_T}{dt} \quad (9.5.39)$$

积分后得到柱电子含量

$$N_T = \frac{cf_1}{nK\bar{G}} \int f_b dt + C \quad (9.5.40)$$

其中, 积分常数 C 可用一些特殊的方法求出, 比如, 与法拉第旋转测量技术结合起来可以确定积分常数。

9.5.3 法拉第旋转

线偏振的无线电波能用两个在相反方向上旋转的圆偏振分量

波来表示。当平面极化的无线电波在平行于外磁场的方向上入射到电离层时,分裂为电矢量在相反方向上旋转的两个圆极化波,即寻常波和非常波,若无吸收,它们将保持振幅相等。然而,由于两特征波的相速度不同,合成矢量将不能保持在同一平面内,而是在传播过程中绕传播方向旋转,此即法拉第旋转。

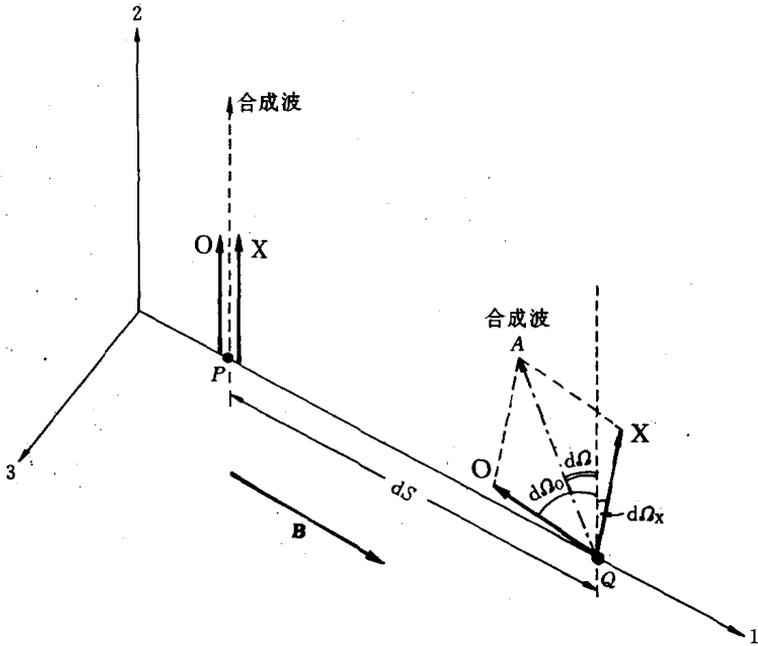


图 9.25 偏振面的旋转

如图 9.25 所示,在经过路径元 dS 后,寻常波和非常波的相位分别改变了

$$\begin{aligned} d\Omega_o &= 2\pi\mu_o \left(\frac{dS}{\lambda} \right) \\ d\Omega_x &= 2\pi\mu_x \left(\frac{dS}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (9.5.41)$$

而二波振幅相等,合成波极化面的旋转为

$$d\Omega = \frac{1}{2}(d\Omega_o - d\Omega_x) = \pi(\mu_o - \mu_x) \frac{dS}{\lambda} \quad (9.5.42)$$

在高频情况下, $Y \ll 1, X \ll 1$, 满足准纵传播条件

$$Y_T^2 \ll 2(1-X)Y_L$$

二特征波的折射指数分别简化为

$$\mu^2 \approx 1 - \frac{X}{1 \pm Y_L} \quad (9.5.43)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_o &\approx 1 - \frac{1}{2} \frac{X}{1+Y_L} \approx 1 - \frac{X}{2}(1-Y_L) \\ \mu_x &\approx 1 - \frac{1}{2} \frac{X}{1-Y_L} \approx 1 - \frac{X}{2}(1+Y_L) \end{aligned} \right\} \quad (9.5.44)$$

μ_o 和 μ_x 分别为 O 波和 X 波的折射指数。将上式代入(9.5.42)式, 可得

$$d\Omega = \pi X Y_L \frac{dS}{\lambda} = \frac{e^3}{8\pi^2 c \epsilon_0 m^2} \cdot \frac{NB}{f^2} \cos\theta dS = K_1 \frac{BN}{f^2} \cos\theta dS \quad (9.5.45)$$

在 MKS 单位制中, 式中常数 $K_1 = \frac{e^3}{8\pi^2 c \epsilon_0 m^2} = 2.36 \times 10^4$ 。如果在卫星上向地面发射一线极化高频电波, 则电波通过电离层后极化面总的旋转角为

$$\Omega = \frac{K_1}{f^2} \int_S BN \cos\theta dS = \frac{K_1}{f^2} \int_{R_E}^{r_T} BN \cos\theta \sec\chi dr \quad (\text{弧度}) \quad (9.5.46)$$

积分上限 r_T 是卫星所在高度, 且 $dS = \sec\chi dr$ 。上式可写成

$$\Omega \approx \frac{K_1}{f^2} \overline{B \cos\theta \sec\chi} \int_{R_E}^{r_T} N dr = \frac{K_1}{f^2} M N_T \quad (9.5.47)$$

其中 $M = \overline{B \cos\theta \sec\chi}$ 是 $B \cos\theta \sec\chi$ 在路径上的加权平均值。 M 的值依赖于射线路径相对磁场的方向以及依赖于电子浓度剖面, 对给定的磁场模式是可计算的。由此看出, 只要求得了法拉第旋转角 Ω , 由(9.5.47)式就可求得卫星下的柱电子含量 $N_T = \int_{R_E}^{r_T} N dr$ 。实

实际上并不知道卫星上发射波的极化面,测不出旋转角的绝对数值,由(9.5.47)式一般得不到柱电子含量。解决此问题的一个方法是分别测量两个相近的频率 f 和 $f + \delta f$ 的相对旋转角 Ω 和 $\Omega + \delta\Omega$,而(9.5.47)式的差分为

$$\delta\Omega = -2K_1 f^{-3} \delta f M N_T \quad (9.5.48)$$

这个方法也消除了当 $\Omega > 2\pi$ 时的模糊。

消除模糊的另一个方法是把法拉第旋转测量与微分多普勒频移测量结合起来。对(9.5.47)式求时间微商,有

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{K_1}{f^2} \left(M \frac{dN_T}{dt} + N_T \frac{dM}{dt} \right) \quad (9.5.49)$$

由(9.5.39)式可知,在微分多普勒频移为零的瞬间, $\frac{dN_T}{dt} = 0$, 此时

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{K_1}{f^2} \cdot \frac{dM}{dt} \cdot N_T \quad (9.5.50)$$

式中 M 的时间导数是缓慢变化的。对给定的磁场和电子浓度模式 $\frac{dM}{dt}$ 是可计算的,再由实测的 $\frac{d\Omega}{dt}$ 便可得到柱电子含量 N_T 。这就消除了由(9.5.47)式表示的 Ω 的观测值中的模糊性。同时,由于地磁场随距离的三次方反比变化,由法拉第旋转求得的电子含量基本上是低于 1000km 高度电离层的电子含量;而由(9.5.40)式可看出,微分多普勒测量给出了总含量。这就是说,联合使用这两种技术就可以得到有关电子浓度分布的一些信息。

用卫星信标观测法拉第旋转的简单方法是使用偶极天线,记录接收信号的场强。当接收信号的极化面平行于偶极天线时,在偶极天线上感应的信号最强;当极化面垂直于偶极天线时,感应的信号最弱。当极化面旋转时,天线上感应的信号强度将从大到小周期性地变化,图 9.26 显示出在卫星运动时,所记录的法拉第旋转。由于法拉第旋转角与频率的平方成反比,为了获得较大的 Ω 值,一般要用较低的频率,但这又带来两个问题:一是较高的频率才满足准纵传播条件;二是过低的频率不能穿透电离层, f 至少要

高于F2层的临界频率(垂直入射时)。对 20MHz 的电波,穿过电离层后, Ω 大约为 10~50 周,对 100MHz 的电波, Ω 约为 0.4~2 周。

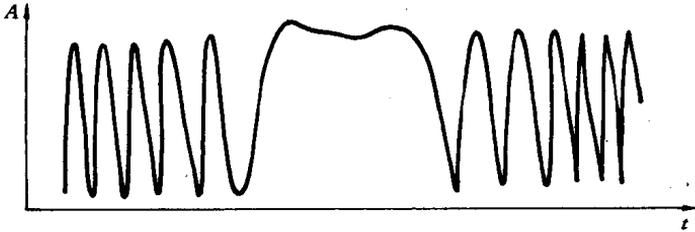


图 9.26 法拉第旋转记录

9.5.4 一些实验结果

在太阳耀斑爆发期间,太阳辐射(X射线和紫外线)的突然增强将产生显著的频率偏移,这就是第五章也已讨论过的突然频率偏移或 SFD。SFD 在峰值频偏处,持续期与形状均变化很大,最简单的形式示于图 9.27,它表明 SFD 有两个阶段:

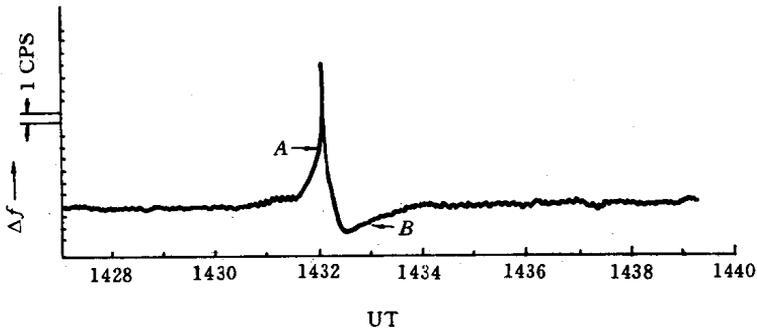


图 9.27 SFD 的一例

1. 在 A 处的第一阶段,频率漂移是正的,这是由于电子产生过程占优势;
2. 在 B 处的第二阶段,频率漂移是负的,这是由于电子损失

过程占优势。

大多数的 SFD 在某种程度上均会呈现出这两个特点,但在许多事件中要区分第二阶段是比较困难的。由于离化辐射可能是缓慢地衰减,或者正在辐射的衰减期,又可能出现离化辐射的额外暴发,或者由于存在运动的电子云而产生频率中的背景扰动(噪声),这都使第二阶段不明显。尽管如此,只要电离层回到耀斑发生前的状态,在足够长的时间里,因为总的相路径变化为零,零漂移意味着相对于中心频率, Δf 曲线的上下部分的面积相等。

SFD 的统计研究证明,大多数都有每秒几十周的峰值频偏。正频移阶段的持续期从几分之一分钟到大约 15 分钟,平均为 2 至 3 分钟。所有光学方法观测到的耀斑都伴随着 SFD, SFD 的出现率随耀斑的出现而增大。大的耀斑通常伴随着大的 SFD,但在小的耀斑期也常观测到大的 SFD。

除了太阳耀斑引起 SFD 外,地磁的急始、电离层行进性扰动等均可引起多普勒频移。

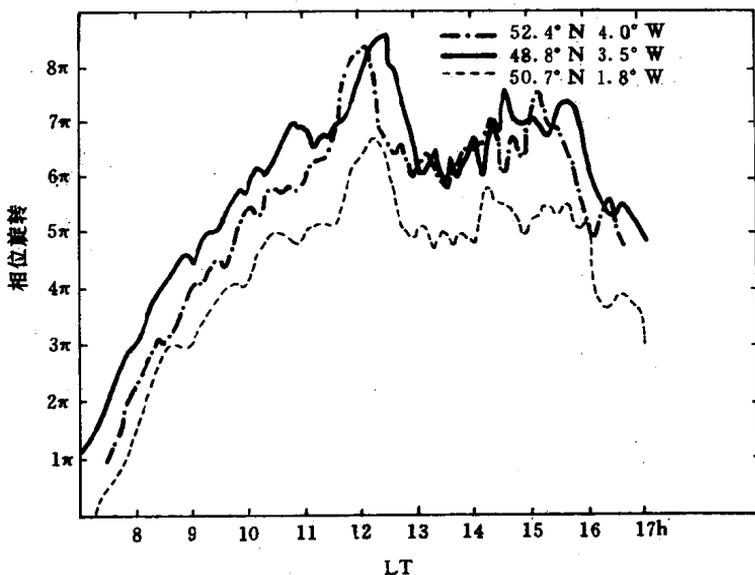


图 9.28 在三个不同的站接收到的信号的法拉第旋转

同步卫星在研究电子含量的周日变化中发挥着极大的作用。同步卫星处于大约 36000km 高度的赤道轨道上,具有精确的 24 小时周期,所以对地球上固定点的观测者是静止的。在卫星高度上,电子浓度非常低,对 137MHz 的频率,本节中所用的近似都是成立的。由这些测量得出,柱电子含量从日出前的 $0.3 \times 10^{17} \text{m}^{-2}$ 到下午的大约 $4 \times 10^{17} \text{m}^{-2}$ 。夜间,电子含量缓慢地减小,黎明前达到极小值。法拉第旋转特别适用于观测 F 层的振荡和扰动以及它们的水平传播,图 9.28 中是三个台站测得的同步卫星信标的法拉第旋转,它显示出了行进性电离层扰动(TID'S)。

§9.6 哨声测量

自然界存在着非常大的辐射体,它们能辐射出频率很低的电磁波。例如,雷电实际上可看作是一些通有强大电流的天线,其范围长到能辐射频率为 $5 \times 10^2 \sim 10^4 \text{Hz}$ 的脉冲。这种在地面附近大气层中产生的甚低频电磁波向上传播到电离层,随后有两种传播方式,其一是在电离层-地面形成的波导中多次反射,传到很远的地方,检测到的这种信号就是吱声。其二是在一定条件下,这种低频波穿过电离层进入磁层,近似地沿着磁力线从一个半球传到另一个半球,有时在两磁共轭点之间来回反射多次。由于电离层的色散特性,不同频率的信号具有不同的传播速度,这使检测到的信号像口哨声一样,是一种下降调,故称之为哨声。哨声是在第一次世界大战期间使用窃听敌人野外电话的装置中首先听到的。由于哨声通过电离层、磁层传播,故成为研究外层大气层的新工具。1953年,Storey 提出了哨声的理论,随后世界上广泛地开展了这方面的研究。

现在普遍认为哨声源是近地大气层中的雷电。地球上雷电的平均次数大约是每秒钟 100 次,一般雷电电流可达几十万安培。由于雷电脉冲包含丰富的频谱分量,各种频率分量都以不同的速

度在电离层中传播,因此经过相同的传播路径到达接收点的时延也不同。较高频率分量的速度较快,能较早到达接收点。实验上哨声信号可用连接低噪声放大器的天线来接收,经放大器后输出信号记录在磁带上,重放这些记录并经声图仪处理后可得到图 9.29 所示的三维频谱图。

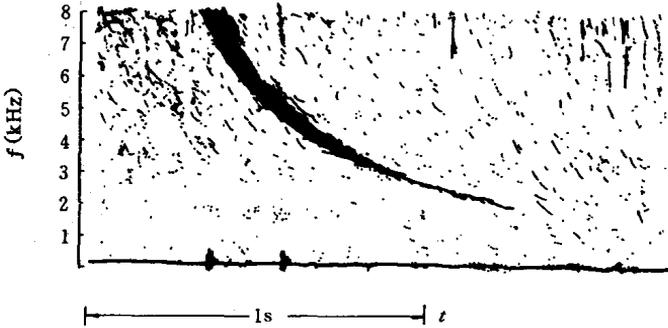


图 9.29 哨声声图

实验中,当接收机与产生哨声的雷电处在同一半球且相距很近时,将首先收到直接信号,随后是经过磁层传播的 2 跳、4 跳、6 跳等等回波,如图 9.30(a);另一方面,当接收机处在某磁力线的另一端时,首先收到的是吱声,随后是 1 跳、3 跳、5 跳等等信号,如图 9.30(b)。

现已认识到,哨声沿磁力线传播的机制有两种。其一是由于电离层和磁层电子不是均匀分布的,它们在沿磁力线的相当窄的管道内的许多地方比较集中或比较稀疏,正如第四章所讨论的那样,这种集中或稀疏的分布结构最容易产生沿磁力线的扩散,这种沿场排列的不均匀结构形成象波导一样的导管,使已经倾向于沿磁力线传播的波被捕获。不同频率分量以各自的波包速度在导管中传播,并相继到达地面形成哨声。如果还能接收在地面电离层波导中传播的原始脉冲或吱声,就能确定哨声各频率分量的传播时间。研究这些传播时间,能获得哨声传播路径上电离层/磁层的

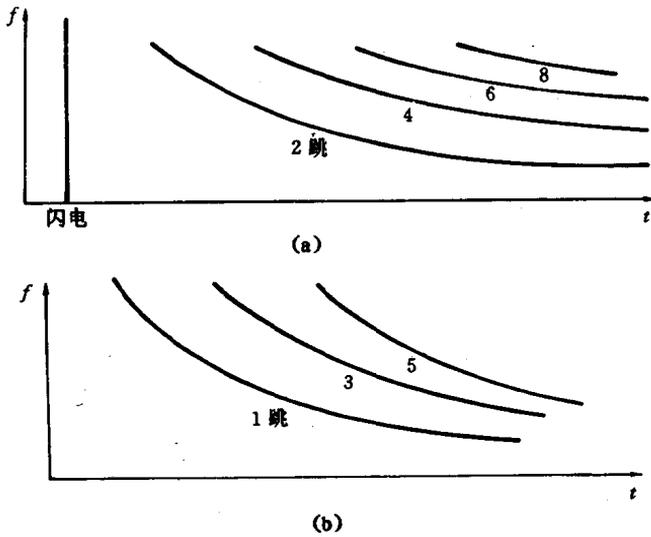


图 9.30 哨声时频曲线

结构及动力学过程等信息。

哨声沿磁力线传播的第二种原因是电离层的各向异性。在极坐标系中画出哨声模的折射指数面如图 9.31 所示。因为任一波

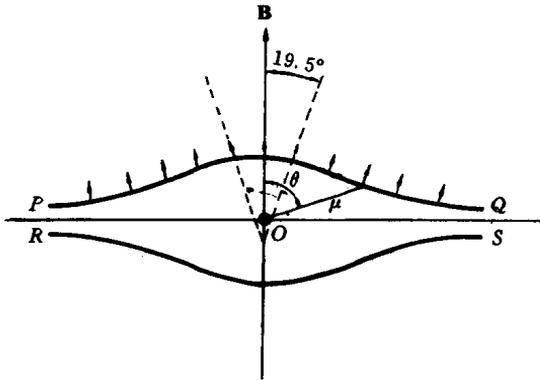


图 9.31 哨声沿磁力线导行传播

法线方向与该曲线相交的法线代表波包的传播方向(射线方向),由图可看出,正如下面将要定量证明的那样,无论波法向如何,射线方向与磁场方向的偏离永远小于 20° 。雷电激发的波包大致上沿磁力线向上传播到磁层并在共轭点透射至地面。

9.6.1 射线方向

哨声是甚低频信号,可假设频率 f 远低于等离子体频率 f_p 和磁旋频率 f_H ,并有 $X \gg 1, Y \gg 1$,在传播角 θ 很宽的范围内满足准纵近似。忽略碰撞时,A-H公式简化为

$$\mu^2 \approx 1 + \frac{X}{|Y_L| - 1} = 1 + \frac{f_p^2}{f|f_L| - f^2} \quad (9.6.1)$$

式中, $f_L = f_H \cos\theta$,因为 X 正比于 $\frac{1}{f^2}$,而 Y 正比于 $\frac{1}{f}$,当频率足够低时满足 $X \gg Y$,略去上式右边第一项,得

$$\mu^2 \approx \frac{X}{|Y_L| - 1} = \frac{f_p^2}{f|f_L| - f^2} \quad (9.6.2)$$

一般地 $f_L \gg f$,上式进一步简化为

$$\mu^2 \approx \frac{f_p^2}{f|f_L|} \quad (9.6.3)$$

即

$$\mu \approx \frac{f_p}{\sqrt{ff_L}} = f_p \sec^{\frac{1}{2}}\theta (ff_H)^{-\frac{1}{2}} \quad (9.6.4)$$

其中, θ 是波法线和地磁场之间的夹角。该公式适用于图 9.1 中第 4 区域内的哨声模。

设射线方向与波法线方向夹角为 α ,按照(9.1.17)式

$$\tan\alpha = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \theta} \right)_{\theta=\theta_0} \quad (9.6.5)$$

将(9.6.4)式代入,得到

$$\tan\alpha = \frac{1}{2} \tan\theta \quad (9.6.6)$$

因此

$$\tan(\theta - \alpha) = \frac{\frac{1}{2} \tan\theta}{1 + \frac{1}{2} \tan^2\theta} \quad (9.6.7)$$

容易证明,当 $\tan\theta = \sqrt{2}$, 即 $\theta = \theta' = 54^\circ 44'$ 时, $\tan(\theta - \alpha)$ 取极大值 $\frac{1}{\sqrt{8}}$, 所以

$$(\theta - \alpha)_{\max} = 19.5^\circ \quad (9.6.8)$$

这说明,对 θ 很大的变化范围,能量被限制在半角小于 20° 的锥体中,这种情况已在图 9.31 中给出。因此,在离化介质中,任何甚低频信号都由磁场导行,且趋向于几乎平行于磁力线传播,这是甚低频哨声产生的机制之一。

9.6.2 群速度和时延

给定频率波包的传播时间依赖于射线群速度 v_r ,

$$v_r = v_g \sec\alpha = \frac{c}{\mu'} \sec\alpha \quad (9.6.9)$$

其中 μ' 是由(9.1.18)式定义的群折射指数

$$\begin{aligned} \mu' &= \frac{c}{v_g} = \frac{\partial}{\partial \omega}(\omega\mu) = \frac{\partial}{\partial f}(f\mu) \\ &= \mu + f \frac{\partial \mu}{\partial f} \end{aligned} \quad (9.6.10)$$

代入(9.6.2)式给定的 μ 和

$$\frac{\partial \mu}{\partial f} = \frac{f_p(|f_L| - 2f)}{2(f|f_L| - f^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (9.6.11)$$

最后得

$$\mu' = \frac{c}{v_g} = \frac{f_p |f_L|}{2f^{\frac{1}{2}} (|f_L| - f)^{\frac{3}{2}}}$$

由此求得

$$v_g \approx 2c \frac{f^{\frac{1}{2}}(|f_L| - f)^{\frac{3}{2}}}{|f_L| f_p} \quad (9.6.12)$$

对低纬哨声, 容易满足 $f_L \gg f$, 求得群速度

$$v_g \approx 2c \frac{f^{\frac{1}{2}}|f_L|^{\frac{1}{2}}}{f_p} \quad (9.6.13)$$

如果相位传播方向接近于磁场方向, $\theta \approx 0$ 及 $\alpha = 0$, 射线群速度成为

$$v_r \approx 2c \frac{f^{\frac{1}{2}}(f_H - f)^{\frac{3}{2}}}{f_H f_p} \quad (9.6.14)$$

对于甚低频, 由于 f 很小, 群速也很小, 故哨声从一个半球传到另一个半球大约要 1 秒钟或更长的时间, 若 $f < f_p$, v_r 将随 f 增加而增加, 直到 $(f_H - f)^{\frac{3}{2}}$ 的减小快于 $f^{\frac{1}{2}}$ 的增加。在某个频率 f_{\min} , 群速度最大, 传播时间最小; 大于频率 f_{\min} 群速 v_r 又减小, 其特性示于图 9.32。这种哨声称为鼻哨, 最小时延所对应的频率 f_{\min} 称为鼻频 f_n 。在高、中纬地区容易观测到鼻哨。令 $\frac{dv_r}{df} = 0$, 由 (9.6.14) 式可得到鼻频为

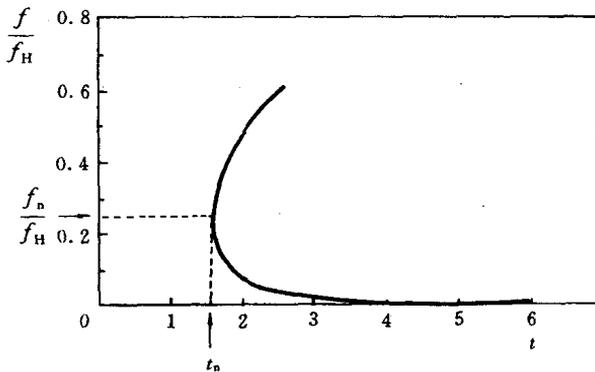


图 9.32 鼻哨

$$f_n = \frac{1}{4} f_H \quad (9.6.15)$$

注意到 $f=0$ 和 $f=f_H$ 时, $v_r=0$, 于是, 哨声传播的上截止频率等于传播路径上磁旋频率的极小值, 显然这就是引导哨声的磁力线与磁赤道面交点处的磁旋频率。当传播路径的纬度增加时, 即当路径的顶点离地球愈远时, f_H 的最小值减小, 所以 f_n 也减小。

当 $f = \frac{f_H}{4}$ 时, 群速极大值为

$$v_{g\max} = \frac{3\sqrt{3}c}{8} \frac{f_H}{f_p} \quad (9.6.16)$$

必须注意, 即使是在一条已知的特定磁力线上, 因沿磁力线 f_H 和 f_p 处处不同, 使得 $v_{g\max}$ 值不确定。

哨声从一个半球地面某点沿磁力线传到另一半球地面共轭点所花的时间为

$$t = \int_S \frac{dS}{v_g} \quad (9.6.17)$$

以(9.6.12)式代入, 得

$$t(f) = \frac{1}{2c} \int_S \frac{f_p f_L}{f^2 (f_L - f)^2} dS \quad (9.6.18)$$

由上式确定的 t 与 f 的关系大致由图 9.32 中的曲线给出。

使用(9.6.16)式, 还可由(9.6.17)式求出鼻时延 t_n

$$\begin{aligned} t_n &= \int_S \frac{dS}{v_{g\max}} = \int_S \frac{dS}{\frac{3\sqrt{3}c}{8} \frac{f_H}{f_p}} \\ &= \frac{8}{3\sqrt{3}c} \sqrt{\frac{m}{\epsilon_0}} \int_S \frac{\sqrt{N}}{B} dS \end{aligned} \quad (9.6.19)$$

由此可知, 只要求出了鼻时延 t_n , 并能确定引导哨声传播的磁力线位置及沿磁力线的磁场 B 的分布, 就可能得到有关电子浓度分布的信息。

对低纬哨声, 有 $f_L \gg f$, 用(9.6.13)式代入(9.6.17)式, 可得

$$t = \frac{1}{2c} \int_S \frac{f_p}{f^{\frac{1}{2}} f_L^{\frac{1}{2}}} dS = \frac{D}{f^{\frac{1}{2}}} \quad (9.6.20)$$

其中

$$D = \frac{1}{2c} \int_S f_p f_L^{-\frac{1}{2}} dS \quad (9.6.21)$$

称为色散值,其大小在磁层中为 $50 \sim 100$ 秒 $^{\frac{1}{2}}$,它与频率无关,只是传播路径上电子浓度和磁场分布的函数。表达式(9.6.20)称为 Eckersley 色散定律。当此定律成立时, t 与 $f^{-\frac{1}{2}}$ 的关系成一直线,其斜率就是色散值 D 。

9.6.3 电离层与磁层参量的确定

前已指出,由于哨声通过电离层、磁层传播,它带着该区域中离化介质的一些信息,分析哨声的观测资料能得到有关介质的一些参数。尽管如此,实际工作中的困难不少。以上导出的有关公式,严格地说都只适用于均匀离化介质中传播的波。哨声通过电离层传播的实际情况十分复杂,既使可以假设波包沿某磁力线传播且 f_H 沿磁力线的变化方式是已知的,但并不知道哪条磁力线是适宜的;假定可以确定是哪条磁力线,但 f_p 沿着磁力线如何变化也是未知的,沿磁场方向各处波法线也是未知的。然而,对于任一给定的磁力线和任一种假定的 f_p 的高度变化,完成(9.6.18)式的积分,可以将函数 $t(f)$ 算出。结果发现,对于 f_p 的所有合理分布, $t(f)$ 曲线的形状大致都一样,因此不可能从这种曲线导出 f_p 的高度分布。鼻频 f_n 值的确定依赖于所选的磁力线,但它与磁力线顶点的磁旋频率 f_H 的关系并不满足适用于均匀磁场、均匀等离子体的(9.6.15)式,而是

$$f_n \approx 0.4 f_H$$

计算结果指出,鼻参量 t_n 与 f_n 的关系几乎不依赖于所设的 f_p 的高度变化,从大量观测到的各种不同鼻参量的哨声的比较中得出

一个与观测结果最吻合的模式,即

$$f_p = Cf_H \quad (9.6.23)$$

大部分哨声研究的目的是假定(9.6.23)式是可用的,由此来确定常数 C 如何随时间变化,并考查(9.6.23)式不再适用的某些特殊情形。

用哨声推求电离层信息的方法是,将鼻频 f_n 代入(9.6.22)式,求出 f_H ,并由此求出磁力线顶点的场强 B ,然后用时延 t_n 来确定(9.6.23)式中的常数 C 。知道了 C ,也就知道了电子浓度(或 f_p)的分布。用此方法得出的结果表明,在赤道上空到地心距大约4个地球半径的地方,磁层的电子浓度基本上是按(9.6.23)式分布的,并且 C 随着每天的时间、季节、太阳周期而变化。研究还表明,导管及其背景磁层是随着地球旋转的。在磁暴期间,曾观测到赤道上的导管向下运动,地磁场好像被压缩了一样。

对低纬哨声,利用观测到的色散值也可以间接推算电离层和磁层中电子浓度的分布。因为传播角 θ 很小,可取 f_L 为磁旋频率 f_H ,且 $f_H = 2.8 \times 10^6 B$ (Hz), $f_p = 9 \times 10^3 \sqrt{N}$ (Hz), N 和 B 分别为电子浓度和地磁场强度。又因为引导低纬哨声的磁力线顶点很低,故可将(9.6.21)式中的磁旋频率 f_H 视为常数,则该式变为

$$\int_S \sqrt{N} dS = 1.116 \times 10^5 D \sqrt{B} \quad (9.6.24)$$

文献[34]取 N 为抛物分布,并利用垂测资料及实测色散值 $D = 10 \text{ 秒}^{\frac{1}{2}}$,求出峰电子浓度 N_m 高于垂测值约48.7%,认为此计算结果为低纬导管哨声提供了证据。

§ 9.7 电波吸收测量

9.7.1 电波的振幅变化

电离层反射的无线电波振幅取决于以下几个因素:(1)电离层

吸收;(2)距离衰减;(3)电离层聚焦或散焦;(4)特征波的极化和天线的极化;(5)衰落。

聚焦和衰落通常导致振幅随时间迅速的变化,变化周期一般小于1小时,这种现象依赖于电离层中的瞬变效应。衰落是大量现象的结果,如反射波的极化,从凸凹不平的电离层反射的次波的干涉等等。当电离层不均匀结构运动时,到达接收天线的反射次波也因干涉而使总信号起伏。另一方面,电离层吸收和距离衰减随时间缓慢地变化,如周日和季节性变化。也有例外的情况,如在太阳耀斑期间吸收会突然增加,在第五章中称之为短波中断(SWF)。极化效应是由地磁场、射线路径和天线的相对几何形状决定的。

本节只讨论由电离层吸收所引起的电波幅度的变化、吸收的测量技术及吸收测量的应用。

9.7.2 电离层吸收

电磁波穿过等离子体传播时,波的电矢量引起电子运动,电子同其它粒子的碰撞引起电波振幅的衰减,把有序动量转变成随机热运动。如果不存在碰撞,振荡电子(或离子)将辐射全部能量,这些能量又交还给波。任一处总的波场是入射波场与次波场的迭加。能量的吸收和辐射的过程伴随着相位的变化,这种变化引起相速度的变化。当碰撞存在时,电子的有序运动被破坏,以至二次辐射的能量同入射波不再是相干的。碰撞后,部分能量转移到中性分子,最终变成热能。于是,电磁能转变成有序动能,一部分动能转变成热能,一部分转变成电磁能。所有变成热能的电磁能被耗散。然而,碰撞电子总是以电磁能的形式辐射一些能量,这就是热噪声。

电离层中电波的吸收在无线电通信特别是在中短波段(频率为300kHz到30MHz)有极其重要的意义。在D层中的吸收随频率的减小而增加,对给定输出功率的发射机,工作频率越高,接收

点的场强也越高。因此,人们总是使用尽可能高的频率,频率的上限正是在 § 9.3 中阐明的 MUF。

测量吸收通常使用的单位是奈培(NP)和分贝(dB),其定义如下:令振幅(或电压)为 A_1 和 A_2 ,取以下形式的比值

$$n = \ln \frac{A_1}{A_2} \quad (9.7.1)$$

式中 \ln 是自然对数, n 用奈培(NP)作单位。

分贝是贝尔的十分之一,贝尔的定义是:令功率值是 P_1 和 P_2 ,取以下形式的比值

$$N = \lg \frac{P_1}{P_2} = 2 \cdot \lg \frac{A_1}{A_2} \quad (9.7.2)$$

其中, \lg 是常用对数, N 用贝尔作单位,以分贝为单位时, $N = 20 \lg \frac{A_1}{A_2}$ 。于是可知,奈培和分贝之间的关系为

$$1 \text{ NP} = 20 \cdot \lg e = 8.68 \text{ dB} \quad (9.7.3)$$

以下引入讨论等离子体中电波吸收常用的一些基本的数学表达式。在矢径 r 正方向传播的平面波可以表示为

$$\begin{aligned} E &= E_0 e^{j(\omega t - kr)} \\ &= E_0 e^{j(\omega t - nk_0 r)} \end{aligned} \quad (9.7.4)$$

其中 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, n 是复折射指数

$$n = \mu - j\chi \quad (9.7.5)$$

μ 和 χ 分别是 n 的实部和虚部。由此,(9.7.4)式变成

$$\begin{aligned} E &= E_0 e^{-k_0 \chi r} e^{j(\omega t - \mu k_0 r)} \\ &= E' e^{j(\omega t - \mu k_0 r)} \end{aligned} \quad (9.7.6)$$

此平面波的振幅

$$E' = E_0 e^{-k_0 \chi r} = E_0 e^{-\beta r} \quad (9.7.7)$$

随距离指数地衰减,其中

$$\beta = k_0 \chi = \frac{\omega}{c} \chi \quad (9.7.8)$$

称为介质的吸收系数,表示单位距离引起的吸收。

另一方面,由忽略磁场的 A-H 公式

$$n^2 = (\mu - j\chi)^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ} \quad (9.7.9)$$

其中 Z 为碰撞频率与波角频率之比, $Z = \frac{\nu}{\omega}$ 。分离上式的实部和虚部可得

$$\mu^2 - \chi^2 = 1 - \frac{X}{1 - Z^2} \quad (9.7.10)$$

$$2\mu\chi = \frac{XZ}{1 + Z^2} \quad (9.7.11)$$

将(9.7.11)式代入(9.7.8)式得

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{\omega}{2\mu c} \frac{XZ}{1 + Z^2} \\ &= \frac{e^2}{2\varepsilon_0 mc\mu} \cdot \frac{N\nu}{\omega^2 + \nu^2} \end{aligned} \quad (9.7.12)$$

对于非偏区, $\mu \approx 1$, 射线实际上没有弯曲, 对高频波, 当满足 $\omega^2 \gg \nu^2$ 时, 上式简化为

$$\begin{aligned} \beta &\approx 1.32 \times 10^{-7} \frac{N\nu}{f^2} \quad (\text{NP/m}) \\ &\approx 1.15 \times 10^{-6} \frac{N\nu}{f^2} \quad (\text{dB/m}) \end{aligned} \quad (9.7.13)$$

这说明,吸收指数依赖于电子浓度 N 、电子碰撞频率 ν 和波频率三个量,正比于乘积 $N\nu$,反比于频率 f 的平方。由此可知,白天 D 层出现,对中频吸收很大,故一般收不到远地中波电台的天波信号。图 9.33 表明非偏区吸收主要发生在 D 区。在 100km 以下,虽然电子浓度减小了两三个数量级,但由于 ν 很大,使得 $N\nu$ 仍然增加数十倍。

由(9.7.12)式看出,频率的降低减小了吸收对频率的依赖性。事实上,当 $\omega^2 \ll \nu^2$ 时,该式简化为

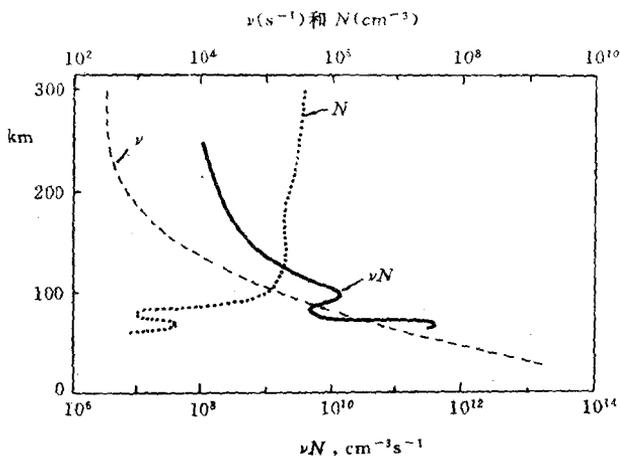


图 9.33 电离层中 N 、 ν 及 $N\nu$ 随高度的变化

$$\beta \approx 5.3 \times 10^{-6} \frac{N}{\nu} \quad (\text{NP/m})$$

$$\approx 4.6 \times 10^{-5} \frac{N}{\nu} \quad (\text{dB/m}) \quad (9.7.14)$$

此时,吸收随碰撞频率的增加而减小,其物理原因是当碰撞频繁时,电子的运动受到限制,以致不能从波获得更多的能量。

在偏区,电波受到很强的减速,也就是说它在吸收层中要花很长的时间,射线路径出现明显的弯曲,此时产生偏区吸收。当折射指数的实部 μ 很小时,在垂直入射到一平面分层(慢变化)等离子体的情况下,偏区吸收是很重要的。

由(9.7.8),(9.7.10),(9.7.11)式可得

$$\beta = \frac{\nu}{2c\mu} (1 - \mu^2 + \chi^2) \quad (9.7.15)$$

除了在不非常接近反射点的高度以外,一般总有 $\mu^2 \gg \chi^2$,在此条件下,(9.7.15)式简化为

$$\beta \approx \frac{\nu}{2c} \left(\frac{1}{\mu} - \mu \right) = \frac{\nu}{2c} (\mu' - \mu) \quad (9.7.16)$$

利用 $1 - \mu^2 = X$, 该式又变成

$$\beta \approx \frac{\nu}{2c} \frac{X}{\sqrt{1-X}} \quad (9.7.17)$$

或者因为 $\mu' \gg \mu$, (9.7.16) 式变成

$$\beta \approx \frac{\nu}{2c} \mu' \quad (9.7.18)$$

显然, 此式在反射处 ($\mu=0$) 是无效的。由此看出, 对一级近似, 吸收指数正比于群折射指数。对于大的 μ' , 波包通过单位距离要花很长的时间, 发生多次碰撞, 所以吸收很高。

吸收指数 β 沿整个路径 S 积分, 得到总的吸收 L

$$L = 8.68 \int_S \beta dS \quad (\text{dB}) \quad (9.7.19)$$

如果把电离层当成有锐边界的反射镜, 且 ρ 是视在反射系数

$$\rho = \frac{E_r}{E_i} = e^{-\int_S \beta dS} \quad (9.7.20)$$

E_i 、 E_r 分别是入射波场和反射波场, 因而有

$$-\ln \rho = \int_S \beta dS$$

及
$$L = -20 \lg \rho = -8.68 \ln \rho \quad (\text{dB}) \quad (9.7.21)$$

9.7.3 吸收的测量技术

测量吸收的三种主要技术分别称为 A1、A2 和 A3 方法。

A1 也叫做脉冲反射法, 它测量由电离层反射的脉冲回波的振幅。垂直传播的视在反射系数 ρ 能从一次、二次等反射回波的振幅 A_1 、 A_2 等导出

$$\left. \begin{aligned} \rho &= BA_1 h' \\ \rho^2 \rho_g &= 2BA_2 h' \\ &\vdots \\ \rho^n \rho_g^{n-1} &= nBA_n h' \end{aligned} \right\} \quad (9.7.22)$$

其中 ρ_g 是地面的有效反射系数, h' 是反射虚高, B 是考虑了发射机功率、天线方向性图等的定标常数。由此可得到

$$\rho\rho_g = \frac{2A_2}{A_1} = \frac{3A_3}{2A_2} = \dots = \frac{(n+1)A_{n+1}}{nA_n} \quad (9.7.23)$$

于是由测量多次反射回波的幅度可消去仪器因子 B 。地面反射系数 ρ_g 可以由地面的电导率和介电常数计算,或由在夜间测量多次反射回波振幅来确定,因为在夜间吸收很小, $\rho = 1$ 。一般只对吸收的变化感兴趣,并不关心它的绝对值,因此,可以认为 ρ_g 是常数。

白天,当吸收很强时,可能只出现一次反射信号,此时,需要知道虚高 h' 和标定因子 B 。前者可以由回波脉冲的时间延迟来确定;后者当多次回波出现时由测量确定。

实验中,电波振幅随时间的衰落使回波振幅的测量复杂化。衰落可以引起振幅在几秒钟内变化数十倍。为了得到典型振幅可在长于衰落周期的时间上取平均值。瞬时测量时取样最少不得少于 20,而且这些取样应分布在 5 分钟或更长的时间间隔上。这是因为如果取样时间太短,随机衰落误差就大;如果取样时间太长,吸收本身又会发生变化。

A2 又称为电离层相对浑浊仪 (Riometer) 方法。浑浊仪是测量来自太空随机噪声强度的接收机。使用宇宙射电噪声来测量电离层吸收的方法,最初由 Mitra 于 1953 年提出,后来由 Little 等人加以改进。其原理是:假定从太空给定方向入射到地球大气层外一点的射电噪声功率相对于时间是一常数。因此,到达地球表面上固定的接收系统的噪声功率应当只是恒星时间的函数。因为每天当地球旋转时,天线射束将扫过天空相同的路线。因此,在特定时刻,大气层的透明度应由实际接收到的信号强度与在相同的恒星时间而无电离层吸收时接收到的信号强度之比给出,即

$$L = 10 \lg \frac{P_0}{P} \quad (\text{dB}) \quad (9.7.24)$$

测量宇宙噪声的最简单的设备由连接天线(输入)与笔记录仪(输出)、增益稳定的接收机、用于定标的噪声二极管以及稳压电源组成。周期性地断开天线而送入接收机一个取自噪声二极管的已知噪声功率来自动进行定标。

A3 也就是连续波方法,该法使用连续波发射机发射信号,接收机输出送入笔记录仪或其他数据处理仪。这种技术的优点是设备简单,可连续工作,缺点是不能区分各种回波,但这一缺点可以通过合理地选择各种参量来解决。例如,选取恰当的探测距离和工作频率,使得日间场强由一跳 E 层传播决定, F 层传播由于遮蔽而不出现,高阶反射由于受到很强的吸收而很弱。对中纬地区,一般使用的频率是 2~3MHz,距离是 100km~400km。

另一方面,如果对多次回波可以假设各种分量的衰落是随机的、独立的,则总的信号强度就近似地由单个信号振幅的均方根值给定。由(9.7.22)式,对于基本上垂直传播的情况,均方根值是

$$A_{rms} = \frac{1}{\sqrt{nBh'}} \left(\sum_{j=1}^n \frac{\rho^{2j} \rho_g^{2(j-1)}}{j^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9.7.25)$$

除了上述三种技术以外,通常还使用 f_{min} 方法与扫频方法。因为非偏区吸收随频率降低而增加,可在电离图上观测部分地依赖于 D 层吸收的低频极限 f_{min} 。影响 f_{min} 的因素有(1)记录系统的放大倍数和灵敏度随频率的变化;(2)电离层吸收及其随频率的变化;(3)噪声电平。如果采取适当措施,这个参量可以用作吸收的“指示量”,并且在某些情况下,可以提供吸收量的合理量度。很明显,当机器采用自动增益控制时,不可能得到有用的 f_{min} 。这个量在研究伴随着太阳 X 射线爆发、电离层暴、极盖吸收事件等大的吸收变化时是很有用的。

扫频法是在电离图上记录回波幅度,其优点是能给出吸收与频率的关系,由于频率的连续性,就能经常在干扰和噪声存在时读出幅度。获得幅度-频率关系的相当简单的方法是使 A 型显示时延轴与照相底片移动方向成 45°角,这样得到的电离图记录了回

波幅度、虚高、频率的三维图像。此项技术的最大困难在于振幅的定标。

各种测量吸收的方法的优点和缺点在表 9.3 中给出。

表 9.3 各种探测法的比较

方 法	优 点	缺 点
A1	能区分各种回波 能直接得到数值 对 D 层中相当小的变化很敏感	需要熟练的操作者 难于确定有代表性的平均值 无永久性记录 仅有点频的资料 难于定标
A2	容易操作 有永久性记录 无需发射机 无多次回波	对小的电离层变化很不敏感 仅有点频的资料 对干扰敏感
A3	容易操作 有永久性记录 对小的电离层变化敏感	收发要分开 难于定标 难于处理资料 对干扰敏感
f_{min}	可用常规方法工作	对电离层小变化不敏感 难于定量解释
扫频	可用常规方法工作 在频段上作连续观测 能区分各种回波 对干扰不敏感	难于定量处理 难于定标

9.7.4 电波 A3 吸收测量中的定标

当电离层存在大的不均匀体时,反射电波将产生散射,散射场彼此干涉,使合成场是随机的。接收到的波振幅将产生随机起伏,假定此随机过程是平稳、各态历经的,则可取某段观测时间内一定量采样点按式

$$\hat{M}[x(t)] = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt \quad (9.7.26)$$

估算 $[0, T]$ 时间间隔的平均值。 $\hat{\Lambda}$ 表示随机过程 $x(t)$ 平均值的一个估值, $x(t)$ 是 $[0, T]$ 中测得的一个样本曲线。它与真值的均值 $M[x(t)]$ 有一偏差,称为统计误差。误差来源于有限积分限或有限时间间隔。在实验数据处理中有两种情况必须予以区别。

当不均匀体尺寸 $l < \lambda$ (波长) (小不均匀体), 且信噪比 $\beta \left[= \frac{E_0}{\sqrt{\Sigma E_s^2}} \right] > 1$ 时, 镜反射分量是主要的。观测到的振幅随时间变化在短时间范围内于镜分量附近作缓慢起伏变化。数据处理过程分为两步:

首先, 在接收机输出端加接 RC 积分网络, 当网络输入电压为 $x(T)$ 时, 输出电压 $z(T)$ 由下式确定:

$$z(T) = \int_0^T h(t - \tau)x(\tau)d\tau = \int_0^T h(\tau)x(t - \tau)d\tau \quad (9.7.27)$$

$h(\tau)$ 为系统的脉冲响应。平均区间取为 $[0, T]$ 。 $z(T)$ 随所取样本不同而不同, 于是产生了 $z(T)$ 的一个集合。 $z(T)$ 取值的集合可认为是一个随机过程 $z(T)$ 。设随机过程 $z(T)$ 的期望值为 M_z 则有

$$\hat{M}_z = \frac{z(T)}{\Lambda} \quad (9.7.28)$$

其中

$$\Lambda = \int_0^T h(\tau)d\tau \quad (9.7.29)$$

特别当 $\Lambda = 1$ 时,

$$\hat{M}_z = z(T)$$

此时估值是无偏的。对 RC 理想积分器而言, 当 $T \gg RC$ 时, 近似有 $\Lambda = 1$, 估值被认为是无偏的。

其次, 由 RC 网络输出一个取过平均值的样本曲线, 对此样本曲线按一定时间间隔取样后, 再取平均, 算出较长时间内的均值,

此时求平均的公式为

$$\hat{M}_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x(iT_0) \quad (9.7.30)$$

其统计误差取决于取样时间间隔 T_0 或样本个数。对于随机过程, 归一化协方差函数为

$$\rho_x(iT_0) = \exp\left(\frac{-iT_0}{\beta}\right), \tau_{cor} = \beta \quad (9.7.31)$$

时, 一般取

$$T_0 \approx 1.1\tau_{cor} \quad (9.7.32)$$

而归一化协方差函数取形式

$$\rho_x(iT_0) = \exp(-i^2\gamma^2 T_0^2), \tau_{cor} = \frac{0.885}{\gamma} \quad (9.7.33)$$

时, 取

$$T_0 \approx 2\tau_{cor} \quad (9.7.34)$$

这样处理, 可使统计误差最小。但 T_0 太小, 又使得计算冗长, 增加运算量。两种处理方法产生的统计误差都与相关时间 τ_{cor} 有关。下面将证明, 可以使用另一个较直观的量——衰落周期 T_d (等于衰落频率 f_d 的倒数, f_d 是曲线以正斜率过均值的频率) 来估算统计误差。

电离层不均匀体的运动是复杂的, 有两种情况特别有意义。其一是不均匀体本身变化, 但无水平漂移。假定向观测者方向运动速度分量与其相反运动速度分量的概率相等。在镜分量为主的情况下 (即 $\beta \gg 1$ 时), 自相关函数可以写成

$$\rho_x(\tau) \approx \exp\left(-\frac{8\pi^2\tau^2 v_0^2}{\lambda_0^2}\right) \quad (9.7.35)$$

式中 λ_0 为信号波长, v_0 是随机不均匀体运动速度, 且假定其水平漂移运动速度 $V=0$, 相关时间为

$$\tau_{cor} = \int_0^\infty \rho_x(\tau) d\tau = \frac{1}{\sqrt{8\pi}} \frac{\lambda_0}{v_0} \approx 0.1995 \frac{v_0}{\lambda_0} \quad (9.7.36)$$

定义 $f_d = \Delta f = \sqrt{(f \cdot f_0)^2} = \frac{2v_0}{\lambda}$ 为衰落频率, 衰落周期为

$$T_d = \frac{1}{f_d} = \frac{\lambda}{2v_0} \quad (9.7.37)$$

上式表明衰落周期愈长, 其最大相关时间 τ_{cor} 愈长, 反之亦然。中午, 观测到的 $f_d \approx 0.1\text{Hz}$ 左右, $T_d \approx 10$ 秒, 有时甚至可以观测到 T_d 有十几至几十秒的慢变化。早晚, 观测到的 T_d 一般小于 10 秒的量级。日食时, 曾测得 T_d 最小可达约 1.3 秒 ($f_d \approx 0.75\text{Hz}$), 甚至更小。

按照实验结果, 在 T_d 较大的情况下(中午)求均值时, T_0 取得稍长些, 减少计算量。 T_d 较小, 则 T_0 取短些, 得以正确地反映过程均值随时间的变化。兼顾两者后, 取 $T_0 = 1$ 秒可能是比较适宜的。

其二是不均匀体自身的运动 $v_0 = 0$, 仅只有水平漂移 $V \neq 0$, 仿(9.7.37)式而定义 $\frac{2V}{\lambda} = f_{dV}$ 为水平漂移情况下的衰落频率, 则有相关时间

$$\tau_{cor2} \approx (0.35 \sim 0.366) T_{dV} \quad (9.7.39)$$

式中 $T_{dV} = \frac{1}{f_{dV}}$ 为此时的衰落周期。

在两种情况下, 相关时间 τ_{cor} 都有

$$\tau_{cor} \approx (0.35 \sim 0.4) T_d \approx \left(\frac{1}{3} \sim \frac{1}{2} \right) T_d \quad (9.7.40)$$

考虑最一般情况, T_d 取 10 秒时, $T_0 = 1$ 秒是适宜的, 与前述一致。

为验证(9.7.40)式的正确性, 取某些场记录进行比较。例如对 1989 年 3 月 20 日 12:00 至 14:00 的一场记录用计算机算出的相关时间 $\tau_{cor} \approx 10\text{s}$, 对此时曲线进行统计分析结果发现 $T_d \approx (30 \sim 20) \text{s}$, 较好地满足(9.7.40)式。

因此, 当电离层存在小不均匀体时, 在 $\beta \gg 1$ 的情况下, 可由(9.7.40)式用 T_d 估算相关时间, 而 $T_d(f_d)$ 是能直接测量的。用

T_d 来估算数据处理中的统计误差及决定平均间隔时间 T_0 , 可避开计算 $\rho_x(\tau)$, 免去冗长的相关分析。

当不均匀体尺寸 $l \gg \lambda$ 及 $\beta \ll 1$ 时, 镜反射分量不是主要的, T_d 很小, 区间 $[0, T]$ 取很小才能较准确地反映 $x(t)$ 均值 \hat{m}_x 的时间变化率。此时信号振幅将突然减少, 日食时曾观测到过此种现象。 T_0 原则上可以按上述取法确定。经验表明, 此时采样时间和均值间隔时间必须缩短, 才能正确地处理好数据。

关于夜间由于层变化及层高度变化引起的修正, 可作如下考虑。

一般情况下夜间 D 层和 E 层消失, 电波反射高度增加。设此时电波入射角为 α , 到达地面振幅为 E , E_0 是电台发射电波振幅, 当 $\alpha < 45^\circ$ 时有

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{4h_s^2 + l^2}} \quad (9.7.41)$$

其中 h_s 为反射高度, l 为收发点间的距离。由上式可见

(1) 若 D 不变 (D 是电波经过的路程), 即 h_s 不变, 则 E 是常数。

(2) 若 $D(h_s)$ 逐日变化, 对 (9.7.41) 式求微分得到相对变化为

$$\frac{dE}{E} = -\frac{4h_s^2}{(4h_s^2 + l^2)} \cdot \frac{dh_s}{h_s} \quad (9.7.42)$$

上式表明接收电波的振幅的相对变化近似地正比于反射高度相对变化的负值。

(3) 如果 $l^2 \ll 4h_s^2$, 即 $\frac{l}{2} < h_s$, 则由 (9.7.42) 式可知

$$\frac{dE}{E} = -\frac{4h_s}{4h_s^2} dh_s = -\frac{dh_s}{h_s} \quad (9.7.43)$$

比例系数等于 -1 , 设 $h_s = 200\text{km}$, $\Delta h = 50\text{km}$, 则 $\left| \frac{\Delta E}{E} \right| \leq 25\%$ 。

(4) 如果 $\frac{l}{2} \approx h_s$, 则

$$\left. \begin{aligned} \left| \frac{\Delta E}{E} \right| &= \frac{1}{2h_s} \Delta h_s \\ \left| \frac{\Delta E}{E} \right| &\leq 12.5\% \end{aligned} \right\} \quad (9.7.44)$$

晚上一般测得 $E = (40 \sim 50)$ dB 时 $\Delta E \approx (3 \sim 4)$ dB 变化。

(5) 如果 $\frac{l}{2} \gg h_s$, 则

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{4h_s}{l^2} \Delta h_s = -\frac{h_s}{\frac{l}{2}} \cdot \frac{2}{l} \Delta h_s \ll 1 \quad (9.7.45)$$

故

$$\frac{\Delta E}{E} \ll 1 (\approx 0)$$

结果是

(a) 即使 Δh_s 有 50km 变化, h_s 从 150km ~ 250km, $\frac{\Delta E}{E}$ 变化也较小, 故夜间的日变化的修正值不大。换算成吸收值后, 再取 5 天平滑平均, 使得 ΔE 的变化比 (3~4) dB 还要小。

(b) 白天反射点在 110km, 夜间在 200km 左右, 即使无吸收, 夜间振幅值也要折算到 100km 以上, 此时 E 应加上 ΔE 。由 (9.7.42) 式计算出 $\Delta E \approx 15.4$ dB, 即夜间实际振幅值要加 15.4 dB, 但我们比较关心的是吸收的日相对变化。对日变化而言, 每天相差的只是常量。如果只考虑相对变化值, 则不会影响到日变化的形状, 而真正影响日变化曲线是第 (4) 项原因, 已计算过其产生的误差 $\frac{\Delta E}{E}$, 经五天平滑平均后, 其相对变化减至很小, 即修正量不大。

9.7.5 吸收测量的应用

各种类型的地球物理扰动现象的形态及其机制, 长期以来一直是地球物理学领域所研究的重要课题。扰动会引起电离层的变

化。它们的共同效应是伴随着 D 区电离层对电波吸收的异常变化[见表 5.2]。因此对 D 区电离层吸收的研究不仅对无线电波传播具有重要的实用价值,而且还对磁暴、电离层暴及其相关的空间现象(如太阳耀斑、太阳风扰动、磁层亚暴)的实验观测和理论研究也具有重要意义。与电离层吸收有关的地球物理扰动的研究包括:

1. 太阳耀斑的监测,特别是太阳 X 射线耀斑的监测。在 1959 年出现对太阳 X 射线的卫星直接观测以前,所有关于太阳耀斑期间 X 射线辐射的信息都来自电离层效应,即 SID 观测。由于扰动效应主要集中在 D 区,而 D 区最敏感的电离辐射集中在 1 到 10Å,这也就决定了这种手段主要用于观测软 X 射线通量。

2. 电离层 D 区电子浓度,碰撞频率等参量的确定。在磁离子理论的基础上,对于吸收和吸收区电离层参量之间的关系可以很好地用数学关系表示出来。记录到的吸收变化事实上可以代表电离层参量的变化,而在扰动期间,实时地取得这些参量的直接观测是不可能的。在这个意义上,吸收观测是研究电离层扰动现象的最佳手段之一。

3. 平流层及中层下部大气的长周期波动和全球环流形式与电离层吸收相关。20~80km 高度区间的直接和间接观测都相当困难,而这一层的运动从大气动力学和气候学角度来说都很重要。对这一问题的主要研究的内容是低层大气中行星尺度的波动向上传播并和电离层相互耦合。

4. 电波吸收的冬季异常。这是吸收测量的最重要的应用之一。在许多纬度高于 35° 的中纬台站,常常观测到冬季有较大的吸收。这一现象的可能的起因,在七十年代中期以前普遍认为是全球大气环流的改变伴随着平流层增温。近来又有人认为 D 区吸收的冬季异常归因于与地磁暴相联系的电子沉降。因此,对此问题还需要继续探讨。

附录 1 参考文献索引

- 1 Rishbeth H. Garriott O K. Introduction to Ionospheric Physics. New York and London: Academic Press. ,1969.
- 2 武汉大学空间物理系编. 电离层物理. 武汉: 武汉大学教材科, 1985.
- 3 Banks P M. Kockarts G. Aeronomy. Part A and Part B. New York: Academic Pr. ,1973.
- 4 Giraud A. Petit M. Ionospheric Techniques and Phenomena. Dordrecht, Holland: D. Ridel Publ. ,1978.
- 5 赵九章等编著. 高空大气物理学. 北京: 科学出版社, 1965.
- 6 武汉大学空间物理系编. 高空大气结构. 武汉: 武汉大学教材科, 1983.
- 7 (日)小仓义光著. 大气动力学原理. 黄宗辉译. 北京: 气象出版社, 1981.
- 8 Hines C O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric height. Can. J. Phys. ,1960(38):1441~1481
- 9 (美)叶公节 刘朝汉. 电离层中的波理论. 王椿年译. 北京: 科学出版社, 1983.
- 10 Rishbeth H. Thermospheric winds and the F-region: A review. J. A. T. P. ,1972(34):1.
- 11 Hedin A E. et al. Global Thermospheric Model Based on Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Data. J. G. R. ,1977(80): 2139~2148

- 12 Hargreaves J K. *The Upper Atmosphere and Solar-Terrestrial Relations*. New York:Academic Pr. , 1979.
- 13 Darosa A V. *Fundamentals of Ionospheric Processes*. 武汉:武汉大学教材科,1980.
- 14 Davies K. *Ionospheric Radio Waves*. New York:Academic Pr. , 1969.
- 15 (英)拉特克利夫 J A. *电离层与磁层引论*. 吴雷译. 北京:科学出版社,1980.
- 16 (英)布拉塞 G. 索罗蒙 S. *中层大气化学和物理学*. 黄润恒译. 北京:气象出版社,1988.
- 17 Massey H S W. ,Bates D R. *Applied Atomic Collision Physics, Atmosphere Physics and Chemistry*. New York:Academic Pr. , 1982.
- 18 雷源汉,姜新英编著. *等离子体动力学*. 武汉:武汉大学出版社,1990
- 19 (英)拉特克利夫 J A. 编. *电离层研究五十年*. 武汉大学空间物理系译. 北京:科学出版社,1983.
- 20 (俄)阿尔贝特 Ya L. *无线电波传播和电离层*,第 1 卷,电离层. 袁翊译. 北京:人民邮电出版社,1981.
- 21 Banerji R B. Some studies on randomly fading waves. *Proc. Phys. Soc* 1953,13(66):105
- 22 Checha V A. A correlation method for computing the parameters of an in homogeneous of the ionosphere. in: *Ionospheric Research [in Russian] (USSR IGY Program, Sec. V)*,No. 9, USSR. Moscow:Acad. Sci. Press. ,1961.
- 23 Fejer B G. Kelley M C. *Ionospheric Irregularities*. *Reviews of Geophysics and Space Physics*. 1980,18(2):401~454
- 24 (俄)古列维奇著. *电离层中的非线性现象*. 刘选谋译. 北京:科学出版社,1986.

- 25 伍荣生等编著. 动力气象学. 上海: 上海科技出版社, 1983.
- 26 杨大升等编著. 动力气象学. 北京: 气象出版社, 1983.
- 27 刘选谋编著. 现代无线电波传播. 北京: 高等教育出版社, 1987.
- 28 Budenn K G. Radio Waves in the Ionosphere. London: Cambridge Univ. Press, 1961.
- 29 (英)皮戈特 W R., 拉韦尔 W R. 电离图解释与度量手册. 中国电波传播研究所译. 河南: 中国电波传播研究所, 1979
- 30 电离层探测专辑. 电波与天线. 1972(3):1
- 31 切尔霍夫 Ю А. 电离层斜向返回探测. 电波与天线. 1975(2):1
- 32 武汉大学物理系电波传播研究室. 斜向返回探测实时确定最大可用频率. 武汉大学学报. 1975(2):51~57
- 33 龙威灵, 侯杰昌. 关于电离层反射电波频率变化的问题. 地球物理学报. 1979, 22(4):387~395
- 34 王水, 王友善. 低纬导管哨声. 地球物理学报. 1983, 26(6):515~522
- 35 熊年禄, 张训械. 低纬电离层无线电波冬季吸收特性及中层大气动力学. 武汉大学学报(自然科学版), 1985(4):55~62
- 36 熊年禄, 张训械, 龙威灵. 中低纬中层增温对电离层电波吸收的扰动. 武汉大学学报(自然科学版), 1989(2):115~118
- 37 熊年禄, 侯杰昌, 李行健. 电波 A3 吸收测量中的某些修正. 电波科学学报. 1989(12):145~151

附录 2 关于(7.7.13)式和 (7.7.14)式的推导

考虑(7.7.12)中第一个式子,并暂以带星号的量表示有量纲(因次)的量

$$\begin{aligned} \frac{\overline{D}^* u'^*}{Dt} - \left(2\Omega + \frac{\overline{u}^*}{a \cos \varphi} \right) v' \sin \varphi - \frac{\overline{v}^* u'^* \tan \varphi}{a} + u'^* \frac{\partial \overline{u}^*}{\partial y^*} \\ + w'^* \frac{\partial \overline{u}^*}{\partial z^*} + \frac{\partial \Phi^*}{\partial x^*} = -F'_x \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$\frac{\overline{D}^*}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t^*} + \overline{u}^* \frac{\partial}{\partial x^*} + \overline{v}^* \frac{\partial}{\partial y^*} + \overline{w}^* \frac{\partial}{\partial z^*}$$

以 U 、 D 、 L 分别表示水平速度、厚度(深度)、水平长度的尺度,将无量纲变量定义为

$$t \equiv t^* \left(\frac{U}{L} \right)$$

$$(x, y) \equiv \frac{1}{L} (x^*, y^*)$$

$$z \equiv \frac{z^*}{D}$$

$$(\overline{u}, u', v') \equiv \frac{1}{U} (\overline{u}^*, u'^*, v'^*)$$

$$\overline{v} = \frac{\overline{v}^*}{R_0 U}$$

$$\overline{w} \equiv \frac{L}{R_0 U D} \overline{w}^*$$

$$\bar{\Phi} \equiv \frac{\bar{\Phi}^*}{2\Omega UL}$$

$$w' \equiv \frac{L}{UD} w'^*$$

$$\Phi' \equiv \frac{\Phi'^*}{2\Omega UL}$$

$$(\bar{J}, J') \equiv \frac{\kappa D}{2\Omega U^2 H} (\bar{J}^*, J'^*)$$

其中 $R_0 \equiv \frac{U}{2\Omega L}$ 为罗斯比数, $Br \equiv \left(\frac{ND}{2\Omega L}\right)^2$ 称为 Burger 数, $\delta \equiv \frac{L}{a}$, 代入(1)式可得

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{U}{L} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{U\bar{u}}{L} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{R_0 U \bar{v}}{L} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{R_0 UD \bar{w}}{L} \frac{\partial}{\partial z} \right\} U u' \\ & - \left(2\Omega + \frac{U\bar{u}}{a \cos \varphi} \right) \sin \varphi v' - \frac{R_0 U \bar{v} U u' \tan \varphi}{a} + \frac{U v' U \partial \bar{u}}{L} \frac{\partial}{\partial y} \\ & + \frac{UD}{L} w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{2\Omega UL}{L} \frac{\partial \Phi'}{\partial x} = - \frac{U^2}{L} F'_x \end{aligned}$$

全式约去 $\frac{U^2}{L}$, 再乘以 R_0 得

$$\begin{aligned} & R_0 \left(\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \\ & + R_0^2 \left(\bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} - \frac{\bar{v} u' L \tan \varphi}{a} \right) + R_0 v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ & - \left(1 + \frac{R_0 L \bar{u}}{a \cos \varphi} \right) v' \sin \varphi + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} = - R_0 F'_x \end{aligned}$$

略去 R_0^2 项, 上式成为

$$R_0 \left(\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) - \bar{Z} v' + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} = - R_0 F'_x \quad (2)$$

其中已引入无量纲的纬向平均绝对涡度

$$\bar{Z} \equiv \sin \varphi - \frac{R_0}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} \cos \varphi) \quad (3)$$

因为 y (无量纲) = $\frac{y^*}{L}$; $\frac{\partial}{\partial y} = L \frac{\partial}{\partial y^*}$, 因此

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}\cos\varphi) &= \bar{u}\frac{\partial}{\partial y}(\cos\varphi) + \cos\varphi\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} \\ &= \bar{u}L\frac{\partial}{\partial y^*}(\cos\varphi) + \cos\varphi\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}\end{aligned}$$

于是

$$\begin{aligned}-\bar{Z}v' &= -\left[\sin\varphi - \frac{R_0}{\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}\cos\varphi)\right]v' \\ &= v'R_0\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} - \left(1 + \frac{L\bar{U}R_0}{a\cos\varphi}\right)v'\sin\varphi\end{aligned}$$

类似地将(7.7.12)式中其他式子非量纲化可得

$$R_0\left(\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial v'}{\partial x}\right) + \left[\bar{Z} + R_0\cos\varphi\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\bar{U}}{\cos\varphi}\right)\right]u' + \frac{\partial\Phi'}{\partial y} = -R_0F'_y \quad (4)$$

$$R_0\left(\frac{\partial\Phi'_z}{\partial z} + \bar{u}\frac{\partial\Phi'_z}{\partial x} + v'\frac{\partial\Phi'_z}{\partial y} + w'\frac{\partial\Phi'_z}{\partial z}\right) + B_r w' = R_0(J' - G') \quad (5)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial y}(v'\cos\varphi) + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}(\rho_0 w') = 0 \quad (6)$$

由无量纲化的(5)式,可估计扰动垂直运动的上限,取尺度值为 $\Omega = 7.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $L = 10^6 \text{ m}$, $U = 15 \text{ m/s}$, $N \approx 2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, $H \approx 7 \times 10^3 \text{ m}$,如果有 $D \gtrsim H$,则有

$$B_r \equiv \left(\frac{ND}{2\Omega L}\right)^2 \gtrsim \left(\frac{2 \times 10^{-2} \times 7 \times 10^3}{2 \times 7.29 \times 10^{-5} \times 10^6}\right)^2 \approx 1$$

即 $B_r \gtrsim 1$,又因 $R_0 \approx 0.1$,在(5)式中,绝热运动($J' = 0$)时,为了不使 $B_r w'$ 这一项的量级大于其他各项而量级不平衡,必须 $w' \lesssim R_0$,即 w' 的量级小于 R_0 数的量级。然后再由(6)式第三项,即 $\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}(\rho_0 w')$ 项量级小于 R_0 。那么,为了量级的平衡,前二项的代数和的数量级也应小于 R_0 ,因此厚度达到大气特征高度(标高)的大尺度扰动近乎是无辐散的。

利用运动的准无辐散性质,将(2)式、(4)式以涡度方程与散度方程代替。先将扰动水平速度分解成无旋与无辐散部分,引入无量纲的流函数 Ψ 与无因次速度势 χ , 即

$$u' = R_0 \frac{\partial \chi'}{\partial x} - \frac{\partial \Psi'}{\partial y}; v' = R_0 \frac{\partial \chi'}{\partial y} + \frac{\partial \Psi'}{\partial x}$$

其中散度部分已根据前面的讨论而乘以 R_0 。为得到涡度方程,将(4)式对 x 求偏导数,(2)式对 y 求偏导数,二式相减,并略去 R_0^2 项,可得涡度方程

$$\begin{aligned} & R_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \Psi' + \frac{\partial \Psi'}{\partial x} \frac{\partial \bar{Z}}{\partial y} + R_0 \nabla \cdot (\bar{Z} \nabla \chi') \\ & = -R_0 \left(\frac{\partial F_y'}{\partial x} - \frac{\partial F_x'}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

对于中高纬度的扰动,散度方程用平衡方程最简形式为

$$\bar{Z} \nabla^2 \Psi' = \nabla^2 \Phi'$$

在中高纬度, $\frac{\partial \bar{Z}}{\partial y} < \bar{Z}$, 于是 $\nabla \cdot (\bar{Z} \nabla \chi') \approx \bar{Z} \nabla^2 \chi'^2$ 略去右端非线性强迫项后,(5)~(7)式均可写成有量纲形式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \Psi' + \frac{\partial \bar{Z}}{\partial y} \frac{\partial \Psi'}{\partial x} + \bar{Z} \nabla^2 \chi' = 0 \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \Phi_z' - \frac{\partial \Psi'}{\partial x} \frac{\partial \Phi_z'}{\partial y} + N^2 w' = \kappa \frac{J'}{H} \quad (9)$$

$$\bar{Z} \Psi' = \Phi' \quad (10)$$

$$\nabla^2 \chi' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w') = 0 \quad (11)$$

使用中纬 β 面,并由(3)式,略去量级为 R_0 及 δ 项,可得

$$\left. \begin{aligned} \bar{Z} &= 2\Omega \sin \varphi_0 \equiv f_0 \\ \frac{\partial \bar{Z}}{\partial y} &= \frac{2\Omega \cos \varphi_0}{a} - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \equiv \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

于是 β 面上的涡度方程及地转近似为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \Psi' + (\beta - \bar{u}_{yy}) \frac{\partial \Psi'}{\partial x} + f_0 \nabla^2 \chi' = 0 \quad (13)$$

联合(13)和(9)式,并使用(11)和(12)式,考虑地转风关系 $f_0 \bar{u} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}$, 可得到准地转扰动位势涡度方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) q' + \bar{q}_y \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = \frac{\kappa f_0}{H \rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho_0 J'}{N^2} \right] \quad (14)$$

其中

$$q' \equiv \nabla^2 \Psi' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho_0 f_0^2}{N^2} \frac{\partial \Psi'}{\partial z} \right]$$

$$\bar{q}_y \equiv \beta - \bar{u}_{yz} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 f_0^2}{N^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)$$

q' 是扰动准地转位涡, \bar{q}_y 是纬向平均准地转位涡的经向梯度。为简单计, (14)式已略去全部非线性强迫作用项。

在中纬 β 面上, 平均气流方程为

$$f_0 \bar{u} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v} = -\bar{F}_x = -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) \quad (16)$$

将(15)式代入(16)式消去 \bar{u} , 再由下列二式消去 \bar{w} ,

$$\frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{v} \cos \varphi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}) = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}_z}{\partial t} + N^2 \bar{w} = \frac{\kappa \bar{J}}{H} - \bar{G} \quad (18)$$

再把所得二式消去 \bar{v} , 得到关于纬向平均气流的位涡方程

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{F}_x}{\partial y} - \frac{f_0}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho_0 \bar{G}}{N^2} \right] + \frac{\kappa f_0}{H \rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho_0 \bar{J}}{N^2} \right] \quad (19)$$

其中

$$\bar{q} \equiv \beta y - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{f_0 \rho_0}{N^2} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} \right]$$

$$\bar{G} \equiv \frac{\partial}{\partial y} \overline{v' \Phi'_z}$$

对准无辐散扰动,水平涡动量可用无辐散风作为近似,在此近似下有

$$\frac{\partial \overline{Fx}}{\partial y} - \frac{f_0}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho_0 \overline{G}}{N^2} \right] = - \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{q' \frac{\partial \Psi'}{\partial x}} \right) \quad (20)$$

当 $\bar{J} = J' = 0$ 时,即略去非绝热的热源时,描述扰动位涡和纬向平均气流的位涡方程(14)式、(19)式分别写成(7.7.13)和(7.7.14)式,即

$$\left\{ \frac{\partial q'}{\partial t} + u \frac{\partial q'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = 0 \right. \quad (21)$$

$$\left. \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{q' \frac{\partial \Psi'}{\partial x}} \right) \right\} \quad (22)$$