

内 容 简 介

本书第一章为核爆炸现象学，介绍核爆炸景象和初始参数；其余十八章分为五部分，即爆炸力学、光辐射、核辐射、核电磁脉冲、高空核爆炸物理概要和核爆炸引起的大气电离。本书着重讨论、介绍这些杀伤破坏因素的理论基础、产生和发展过程、特点及其变化规律，并推荐了必要的计算公式，为核试验、核武器使用和防护提供基础知识，可供核武器研究、试验、核防护工程和抗核加固等有关工程技术人员使用，也可供有关专业的大学生、研究生和教师参考。



序

自一九四五年七月十六日美国爆炸了第一颗原子弹以来，世界上已进行了将近四百次大气层核试验。通过这些核试验，不但取得了相当多试验数据，而且在核武器的各种杀伤破坏因素及其效应方面得到了相当充分的研究。近些年来，已有不少反映这些研究成果的系统著作问世，但把核爆炸物理学作为一门学科进行比较全面的论述还没见到。这本书弥补了这个不足，收集了大量的资料，叙述了核爆炸物理学理论的基本知识，在已有的实践知识的水平上，阐明了这一学科的主要部分，反映了近年来在这一领域内所积累的丰富的理论和实践材料，叙述得也比较系统和明晰。

核爆炸的物理现象学虽已经过三十多年的研究，但是由于专业交流的限制，更主要的是由于核爆炸现象本身的复杂性，还有不少问题难以总结出理论规律，而停留在经验公式上。正因为是经验公式，所以各家所归纳的结果就不尽相同。这本书所推荐的一些经验公式与美、苏有关著作中所提供的略有差异，但是这些不同不是实质性的。本书侧重系统阐述有关核爆炸物理学方面的基本规律，所以提供的经验公式并不多。例如，作为杀伤破坏因素之一的放射性沾染等有关内容讨论得比较少；另外，没有更多的提供核试验的具体试验结果。

由于这本书有上述特点，将它和有关手册或着眼于核武器效应的书配合使用是有益的。这是一本有价值的核爆炸物理学方面的参考书，着重系统地和连贯地从深度上阐述，有助于引导初始工作者入门；对已有经验的工作者需要进一步在原基础上深入也有参考价值。

程开甲

前 言

核武器是一种大规模的杀伤武器。随着核武器的改进和投掷兵器精度的提高，它的杀伤破坏威力更加增强。因此，研究核爆炸的杀伤破坏规律是一项极为重要的任务。

几十年来，核武器不断改进，核试验不断进行，因而逐渐形成了核武器物理和核爆炸物理等学科。核武器物理虽然是一门具有丰富内容的学科，但由于保密的限制，见诸公开报道的内容极少，核爆炸物理的非保密部分在公开文献中有大量的报道，也有不少系统的专著。这些专著多数侧重介绍核爆炸现象学、杀伤破坏效应及一般参数的计算。

本书编写的目的在于深入讨论核爆炸现象，探讨杀伤破坏因素的规律，为研究核爆炸效应及防护提供理论依据。

本书的资料来源主要是公开文献的报道和有关单位的工作，包括验证理论的少量实测结果和近年来的新进展。为了叙述的系统性，也引用了一些专著的基础理论的有关内容。

根据核爆炸杀伤破坏因素的特点，本书大体分成五个部分：爆炸力学（计五章）、光辐射（计四章）、核辐射（计三章）、核电磁脉冲（计四章），后两章简要讨论了高空核爆炸现象和核爆炸引起的大气电离。在核辐射部分，虽然讨论了剩余核辐射，但没有讨论有关放射性烟云和沉降的内容。各部分的前一章和各章中有关节是继后讨论所涉及的基本理论，如果读者并不关心它可以不看，不致影响对主要内容的了解。

本书所提供的公式、图表和数据，同国外现行书刊的结果比较来看，大致情况如下：力学和光辐射部分差异不大，核辐射部分差异较大，尤其是核爆炸中子这部分差异最大，这可能是由于核武器设计细节的不同所引起的。从效应的角度看，这些差异带来的影响可能并不严重。核电磁脉冲部分因为国外现行著作中讨论不多，无法进行比较。

本书是在许多同志工作基础上编写成的，写成后承蒙程开甲教授和几位专家审阅过，还有不少同志为此书付出了辛勤的劳动，作者在此谨对他们表示衷心地感谢。

因为编者的水平有限，缺点和错误在所难免，衷心希望读者批评指正，以便进一步修改。

作 者

1982年

目 录

序	I
前言	II
第一章 核爆炸现象学	1
§ 1.1 引言	1
§ 1.2 核爆炸方式与外观景象	2
§ 1.3 核爆炸的杀伤破坏因素和发展过程	7
§ 1.4 核爆炸的杀伤破坏特点	7
§ 1.5 核装置的爆炸过程	8
§ 1.6 核爆炸初始参数	10
参考文献	10
第二章 爆炸力学基础	11
§ 2.1 流体力学方程组, 声波	11
§ 2.2 激波关系	14
§ 2.3 一维非定常流动	17
§ 2.4 强爆炸自模拟解	21
§ 2.5 爆炸相似律	25
参考文献	28
第三章 冲击波在大气中传播	29
§ 3.1 引言	29
§ 3.2 理想气体和真实空气的点爆炸数值解	29
§ 3.3 真实空气球爆炸的辐射流体力学计算	40
§ 3.4 非均匀大气点爆炸数值解	46
参考文献	51
第四章 空中、地面爆炸的冲击波传播	52
§ 4.1 定常激波反射理论要点	52
§ 4.2 空中爆炸冲击波的传播	59
§ 4.3 地面爆炸、爆炸成坑	64
§ 4.4 地下土石介质中的压缩波	68
参考文献	71
第五章 影响冲击波传播的因素	75
§ 5.1 爆炸区域的环境条件	75
§ 5.2 激波在不同热性质和含尘埃气体中的传播	77
§ 5.3 热空气层对核爆炸冲击波传播的影响	81
§ 5.4 激波绕射的近似理论, 地形对冲击波传播的影响	85
参考文献	92
第六章 弱冲击波的传播	93
§ 6.1 弱冲击波的特点	93
§ 6.2 声波近似	97

§ 6.3	弱冲击波在非均匀大气中的传播	100
§ 6.4	大气环境及其对声线场的影响	103
§ 6.5	弱冲击波沿地面的传播	106
§ 6.6	弱波的聚焦	107
	参考文献	111
第七章	热辐射迁移理论基础	112
§ 7.1	引言	112
§ 7.2	热辐射基本概念	112
§ 7.3	辐射与物质的相互作用	114
§ 7.4	黑体辐射	116
§ 7.5	辐射迁移方程	118
§ 7.6	迁移方程的解	121
§ 7.7	扩散近似和发射近似	125
§ 7.8	有效温度	128
§ 7.9	辐射热传导近似, 热波	129
§ 7.10	辐射流体力学方程组	134
§ 7.11	热辐射激波	135
	附录 辐射迁移平均自由程	142
	参考文献	149
第八章	火球	150
§ 8.1	引言	150
§ 8.2	火球发展过程	150
§ 8.3	火球现象	154
§ 8.4	X射线火球	156
§ 8.5	辐射扩张阶段, 冲击波扩张阶段	160
§ 8.6	火球的辐射流体力学	164
§ 8.7	辐射流体力学有关火球的计算结果	166
§ 8.8	相似律与高度效应	171
	参考文献	172
第九章	大气光学基础	173
§ 9.1	大气消光系数和透射比	173
§ 9.2	粒子散射理论简述	174
§ 9.3	光在大气中的散射	176
§ 9.4	大气中光辐射迁移方程及其近似解	179
§ 9.5	大气能见度	183
§ 9.6	斜程散射透射比, 吸收透射比	185
	参考文献	187
第十章	光冲量	188
§ 10.1	概述	188
§ 10.2	光冲量的半经验规律	189
§ 10.3	光冲量的一次散射理论计算	192
§ 10.4	光冲量的随机模拟——蒙特卡罗方法(M-C方法)的计算	196

§ 10.5 地爆光冲量	199
§ 10.6 光辐射能量的光谱分布	200
参考文献	201
第十一章 裂变、聚变物理基础	202
§ 11.1 引言	202
§ 11.2 核反应	203
§ 11.3 裂变过程	205
§ 11.4 裂变释放的中子和 γ 辐射	212
§ 11.5 聚变过程	217
§ 11.6 核爆炸中子和 γ 辐射的泄漏	220
参考文献	221
第十二章 核爆炸中子	222
§ 12.1 中子与物质的相互作用	222
§ 12.2 中子迁移方程、扩散近似、中子慢化	225
§ 12.3 核爆炸中子的空间分布	232
§ 12.4 中子的能谱、角分布	237
§ 12.5 缓发中子对中子积分通量的贡献	241
§ 12.6 反照率、核爆炸中子场的影响因素	245
§ 12.7 中子剂量	249
§ 12.8 中子对介质的活化、氮俘获 γ 辐射、感生放射性	252
参考文献	257
第十三章 核爆炸γ辐射	258
§ 13.1 核爆炸 γ 辐射源	258
§ 13.2 γ 辐射与物质的相互作用	258
§ 13.3 γ 辐射的迁移	264
§ 13.4 点源 γ 辐射在无限均匀大气中的传播	266
§ 13.5 核爆炸 γ 辐射的传播	269
§ 13.6 早期 γ 辐射剂量率	274
§ 13.7 早期 γ 辐射剂量及其积累过程	278
§ 13.8 早期 γ 辐射的能谱和角分布	281
§ 13.9 剩余核辐射	286
参考文献	290
第十四章 核爆炸电磁学基础	291
§ 14.1 引言	291
§ 14.2 电磁场方程组	292
§ 14.3 电磁场方程组的基本性质	295
§ 14.4 电磁波的辐射、标势、矢势	299
§ 14.5 电偶极子和磁偶极子辐射、赫兹势	304
§ 14.6 电偶极子在导电介质中的辐射	307
§ 14.7 运动带电粒子的辐射	309
§ 14.8 空气的电离、复合动力学	313
参考文献	317

第十五章 核电磁脉冲	318
§ 15.1 核电磁脉冲产生的机理——康普顿电流模型	318
§ 15.2 NEMP的特点	320
§ 15.3 康普顿电流、空气电导率	322
§ 15.4 源区NEMP的近似分析	327
§ 15.5 电偶极子模型, 空中爆炸NEMP的一维计算	332
§ 15.6 NEMP的二维数值计算	336
§ 15.7 空中爆炸NEMP的高度效应	342
§ 15.8 高空核爆炸的EMP	344
参考文献	352
第十六章 NEMP的传播	353
§ 16.1 引言	353
§ 16.2 远区NEMP的特点	354
§ 16.3 大地表面和电离层的反射特性	357
§ 16.4 地波的传播	362
§ 16.5 波跳理论及其计算 结果简介	364
§ 16.6 波导模理论简介及其对远区NEMP的解释	368
参考文献	371
第十七章 系统电磁脉冲(SGEMP)和内电磁脉冲(IEMP)	372
§ 17.1 引言	372
§ 17.2 X射线脉冲的特点和光电子发射	373
§ 17.3 SGEMP的一般讨论	379
§ 17.4 典型物体的SGEMP举例	383
§ 17.5 内电磁脉冲(IEMP)	385
参考文献	392
第十八章 高空核爆炸物理概要	393
§ 18.1 引言	393
§ 18.2 X射线在稀薄大气中的能量沉积和辐照量	397
§ 18.3 燃烧火球及其再辐射 地面光冲量	402
§ 18.4 冲击波的形成和传播	408
§ 18.5 碎片云运动	413
§ 18.6 早期核辐射的空间分布	416
参考文献	418
第十九章 核爆炸引起的大气电离	419
§ 19.1 引言	419
§ 19.2 剩余 γ 辐射引起的附加电离	420
§ 19.3 高空核爆炸瞬发点源造成的附加电离	423
§ 19.4 高空核爆炸体源造成的附加电离	425
§ 19.5 附加电离区对电波传播的影响	428
参考文献	431
附录	432
1. 常用单位换算	432
2. 核爆炸环境基本参数	436
3. 核爆炸产生各种辐射和 α 、 β 粒子的基本参数	437

第一章 核爆炸现象学

§ 1.1 引 言

自美国1945年研制成功第一批原子弹以来，苏、英、法、中相继成功地制造了核弹并进行了多次试验。具体进程情况见表1-1-1。

1945年7月16日，美国在阿拉莫果多进行了第一次原子弹试验，称为三一 (Trinity) 试验，当量约为1.9万吨TNT，在塔上爆炸。到1981年底为止，美国前后进行了约665次核试验。苏联自1949年8月29日进行第一次核试验以来，前后也进行了约262次试验，详见表1-1-2。1963年美、英、苏签订了部分禁止核试验条约以后，停止了大气层核试验，转入封闭式地下核试验。在该条约签定之前仅美、苏总共进行了403次试验，约占总数的92.8%。其中除了少数为封闭式地下爆炸外，其它都是在空中、地面（水面）、浅地下（水下）和高空中进行的。通过试验积累了大量有关核爆炸物理学的资料、美国在这方面的综合总结见文献[1]。

我国于1964年10月16日成功地进行了首次核试验，在两年另八个月时间后，于1967年6月17日成功地进行了第一次氢弹试验，其发展速度比美、苏、英、法等国都快得多（参见表1-1-1）。

表1-1-1 美、苏、英、法、中核试验进程表

国 名	第一次原子弹试验	第一次氢弹试验	第一次地下核试验
美国	1945.7.16	1952.10.31	1951.11.29
苏联	1949.8.29	1953.8.12	1961.10.11
英国	1952.10.3	1957.5.15	1962.3.1
法国	1960.2.13	1968.8.24	1961.11.7
中国	1964.10.16	1967.6.17	1969.9.23

印度于1974年5月也进行过一次核试验。

表1-1-2 美、苏、英、法、中、印核试验总计表*

时 间	国 名	试 验 方 式					合 计
		大 气 层	高 空	水 下	地 下		
1945—1963.8.4	美国	183	10	5	78	276	
	苏联	121	3	1	2	127	
	英国	21			2	23	
	法国	4			4	8	
1963.2.5—1979.12.31	美国				359	359	
	苏联				94	94	
	英国				6	6	
	法国	41			23	64	
	中国	21			4	25	
	印度				1	1	

* 引自“Health phys.”79年3月刊

表1-1-2 续

1980~1981	大气层		地下	合计
	美国		14+16	30
苏联		20+21	41	
英国		3+1	4	
法国		8+11	19	
中国	1		1	

从大量的核试验内容来看, 试验的目的是: 改进核武器的性能、可靠性和安全性; 研究核爆炸效应, 提高核武器的使用和防护能力; 改进核爆炸探测和侦察手段, 以提高核诊断和识别核爆炸的能力; 有关的科学试验和核爆炸的和平利用。其中前两项是核试验的中心内容。为达到这些目的, 分析和掌握核爆炸所产生的物理现象和规律就具有十分重要的意义。通过大量的试验和利用电子计算机进行的大量理论计算工作, 人们已经认识和掌握了与核爆炸有关的主要物理现象和规律。

部分禁试条约签定以后, 虽然封闭式地下核试验可以部分地代替大气层核试验以达到上述目的, 但是有些内容, 如某些爆炸效应的研究并不能在地下试验中完成, 还需要用别的手段来补充。这个补充手段就是建立大型模拟设备, 进行模拟试验, 例如大药量的化爆模拟, 光辐射、早期核辐射及核电磁脉冲模拟设备等, 以及在电子计算机上进行数值模拟。

以研究核爆炸物理现象及其规律为内容的核爆炸物理学, 在第二次世界大战后30多年内受到了人们广泛的重视; 得到了相当充分的发展, 取得了大量的成果。这些成果为核试验的诊断, 核武器的使用和防护提供了有力的依据。近十多年来, 由于美、苏停止了大气层试验, 从事这方面的工作人员大大减少, 工作发展速度减慢, 但仍然结合模拟试验在继续发展中。对于核试验起步比较晚的我国来说, 核爆炸物理学的研究工作仍应受到充分的重视, 它将为我国核武器的发展, 为武器的使用和防护做出贡献。

这本书中不可能详尽讨论核爆炸物理学的各个方面, 只能就一些基本方面做概略的介绍, 为深入研究打下一个基础。

§ 1.2 核爆炸方式与外观景象

核爆炸和常规炸药爆炸一样, 都是在有限体积内瞬时释放出大量能量的过程, 但前者释放的能量更大, 能量密度更高。例如一般TNT炸药的能密度仅为1.6千卡/厘米³, 而原子弹活性区的能密度高达10⁸千卡/厘米³。为了便于和炸药比较, 核爆炸释放的能量通常应用与之相当的TNT炸药的重量, 即TNT当量(简称当量)来表示, 并且约定每公斤TNT炸药爆炸释放的能量为1000千卡或4.19×10¹³尔格。

一、核爆炸的方式, 通常分为地面(水面)、地下(水下)、空中和高空等爆炸方式, 其中大气层爆炸是按爆炸高度(或埋设深度)和当量立方根的比例关系, 即比高(或比深)来区分的。比高为

$$h' = \frac{h}{Q^{1/3}} \quad (\text{米/千吨}^{1/3}) \quad (1-2-1)$$

式中 h 为爆炸高度，以米为单位，当量 Q 以千吨为单位。

核爆炸方式如何按比高来具体区分，美国、苏联的分法也不完全一致，因为区分方法既与核爆炸的外观景象有关，也与对爆炸方式的杀伤破坏特点的人为判断有关，正是因为存在人为因素，所以区分方法很难统一，这里推荐如下的区分方法：

1. 地面爆炸（简称地爆）： $h' \leq (50-60)$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，对于小当量采用 50，大当量采用 60，外观景象的基本特点是火球仍与地面接触。再细致区分有触地爆炸： $h' = 0$ ，有坑爆炸： $0 < h' < 30$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，无坑爆炸： $30 \leq h' \leq (50-60)$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ 。

2. 空中爆炸（简称空爆）： $h' > (50-60)$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，具体还可分为低空爆炸： $(50-60) < h' \leq 120$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，中空爆炸： 120 米 / (千吨) $^{1/3} \leq h' \leq 200$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ 。

3. 高空爆炸：通常仅用爆炸高度来区分，从爆炸现象有明显区别这一点来看，约为 80 公里的爆炸高度是分界线，不妨认为高空爆炸也可分成爆炸高度在 80 公里以下和以上两种方式。

4. 地下爆炸： h 应为爆心距地面的埋设深度， h' 则为比例埋深，也可以分为两类： $0 < h' < 120$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，称为浅埋成坑爆炸； $h' > 120$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，基本上无放射性泄漏出地面，称为封闭爆炸。

具体区分见表 1-2-1。

表 1-2-1 不同爆炸方式的区分

爆炸方式	比高[米/(千吨) $^{1/3}$]范围		备 注
地面爆炸	$h' = 0$	触地	火球呈半球形
	$0 < h' < 30$	成坑	
	$30 \leq h' \leq (50-60)$	无坑	当火球半径最大时，与地面接触，但没有弹坑
空中爆炸	$(50-60) < h' \leq 120$	低空	括号中的数字，当量大时用 60，小时用 50 根据环境对爆炸景象影响的特点，又以实际爆高 80 公里为分界线
	$120 < h' \leq 200$	中空	
	$h' > 200$	高空	
地下	$-120 < h' < 0$	浅埋成坑	
	$h' < -120$	封闭式	

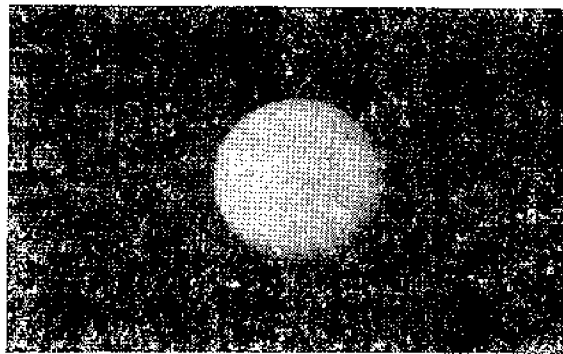
二、核爆炸的外观景象与爆炸方式有关，爆炸方式不同，其景象也略有差异。空爆和地爆外观景象的共同特点是依次出现闪光、火球、蘑菇状烟云和在不同距离上先后听到爆炸响声。

对于空爆，爆炸瞬间首先看到极强烈的闪光，它的持续时间比较短，不超过一秒钟，在距爆心数百公里的范围内都能观察到。

闪光过后，随即出现一个圆而明亮的火球，如照片 1 所示，火球不断增大并缓慢上升。

在冲击波经地面反射后，反射冲击波经过火球使得火球变形，呈上圆下平的馒头状，底部明显向内部凹陷。在火球的发展过程中，其直径不断增长，同时向外发出光辐射，其发光时间和最大直径仅与当量有关。不同当量的有关参数见表1·2-2。

火球熄灭后，冷却成为灰白色或棕褐色（视爆高而定）的烟云，继续以一定的速度膨胀和上升。在烟云上升的同时，由于地面反射冲击波的作用，在地面爆心投影点区域内掀起的尘柱也迅速上升，经过一段时间后追及烟云，形成典型的蘑菇状烟云。对于当量为10万吨以下的爆炸，烟云上升到大气对流层顶附近不再上升，其几何尺寸也相对呈稳定状态；对于百万吨以上大当量爆炸，烟云将穿过对流层顶，在一定高度上也出现暂时的稳定状态。稳定时烟云的高度和几何尺寸与当量有关，数据也列在表1·2-2中。因为烟云的稳定高度和几何尺寸受大气条件的影响比较大，表1·2—2中的数据仅是略数。



照片1 核爆炸火球

表1·2-2a 不同当量核爆炸火球的最大直径和发光时间

当量 (千吨)	1	5	10	20	50	100	200	500	1000
最大直径 (公里)	0.18	0.32	0.40	0.52	0.71	0.90	1.16	1.6	2.05
发光时间 (秒)	0.45	0.93	1.3	1.7	2.6	3.6	4.9	7.4	10

表1·2-2b 不同当量的核爆炸烟云的稳定顶高、稳定直径、稳定厚度及开始稳定的时间

爆炸当量 (千吨)	1	5	10	20	50	100	200	500	1000
开始稳定时间 (秒)	600	520	490	460	430	400	370	340	320
稳定顶高 (公里)	6.6	8.5	9.4	10.5	12.0	13.3	14.8	17.0	18.7
稳定直径 (公里)	1.9	3.2	4.1	5.2	7.1	9.0	11.5	15.5	20
稳定厚度 (公里)	1.4	2.6	3.1	3.8	4.8	5.7	6.8	8.4	9.5

尘柱与烟云相衔接的情况取决于比高。地爆时烟云和尘柱一开始就衔接在一起，比高小于150米/(千吨)^{1/3}的空爆，尘柱一般都可能追及烟云并相衔接，比高大於150米/(千

吨) 10^9 时, 一般并不衔接。万吨级和百万吨级核爆炸的稳定时烟云参见照片2,3。

当冲击波传到不同距离处时有爆炸响声, 由于核爆炸冲击波的特点, 往往可以连续听到好几响。

地爆的外观景象与空爆的差异是: 火球与地面接触, 近似成半球形, 烟云颜色深暗, 尘柱粗大, 连接在一起上升。对于有坑地爆, 有大量的土石抛出并形成弹坑。

通过外观景象的观察能够粗略地判断爆炸方式和当量。



照片2 原子弹爆炸蘑菇状烟云



照片 8 氢弹爆炸蘑菇状烟云

§ 1.3 核爆炸的杀伤破坏因素和发展过程

一、核爆炸的杀伤破坏因素有冲击波、光辐射（或称热辐射）、早期核辐射、剩余核辐射（放射性沾染）和电磁脉冲。早期核辐射是指 γ 辐射和中子，剩余核辐射是指 γ 辐射和 β 粒子。对于纯裂变的武器来说，爆炸能量的分配是：冲击波和光辐射约占85%，早期核辐射约占5%，剩余核辐射约占10%，电磁脉冲所占份额很小，仅1%到1%。纯聚变武器的爆炸不产生剩余核辐射，早期核辐射所占的比例不变，冲击波和光辐射所占的比例增加到95%。值得指出的是，一般的核武器总是既有裂变部分又有聚变部分，仅二者的比例有差别而已。

上述杀伤破坏因素中，冲击波、光辐射、早期核辐射和电磁脉冲都是在爆后几秒到几十秒时间内起作用，故又称为瞬时杀伤破坏因素。尽管其杀伤破坏范围与当量有关，但最大不会超过一、二十公里。剩余核辐射是以放射性沾染的形式起杀伤作用的。只有在地爆条件下它的作用才比较突出，持续的时间比较长，作用的范围也比较大。

二、核爆炸的发展过程可以用时间来大致区分。为了有个量的概念，现以当量为2万吨的空爆为例来讨论。

1. $t \approx 10^{-7}$ 秒，核反应过程，向外发射瞬发 γ 辐射、中子。
2. $t \approx 10^{-6}$ 秒，弹体燃烧到约 10^6 K，形成X射线火球，继续发射 γ 辐射、中子。
3. $t \approx (1-2) \times 10^{-2}$ 秒，这个时间内看到强烈的闪光，电磁脉冲基本结束，继续发射 γ 辐射，中子，同时发出光辐射，冲击波脱离火球。
4. $t \approx 0.2$ 秒，火球直径达到最大，瞬发中子结束，继续发射 γ 辐射和光辐射，冲击波传播到约0.25公里处。
5. $t \approx 2$ 秒，火球熄灭，光辐射结束， γ 辐射已比较弱，冲击波传播到约1.2公里。
6. $t \approx (10-15)$ 秒，早期核辐射结束，10秒时冲击波传到4公里，强度已很弱，接近声波，破坏作用消失。
7. $t \approx (7-8)$ 分，烟云达到稳定高度。这个时间以后，烟云在高空风作用下向下风方向飘移，如果是地爆，相当一部分放射性微粒沉降于地面造成放射性沾染；另一部分长期停留在空中造成全球放射性沉降。

前两个过程与当量关系不大，后几个过程与当量大小有关。

§ 1.4 核爆炸的杀伤破坏特点

一般说来，核爆炸的杀伤破坏是诸种因素综合作用的结果。对于人员，以复合伤为主。对于物体，则主要是冲击波和光辐射的综合破坏。但是，不同爆炸方式不同当量下，各个因素所造成的杀伤破坏范围不同，因而杀伤破坏特点也不相同。进行粗略的分析，对于了解各个杀伤破坏因素的相对危险是有意义的。为此，把当量分成小于和大于万吨两组讨论。

大当量空爆：

光辐射强，杀伤破坏范围最大。冲击波在爆心投影点附近区域为中等强度，但杀伤破坏范围大。早期核辐射的杀伤范围小于前二者。剩余核辐射的杀伤作用可以忽略。因此，这种

方式的爆炸可用于大面积破坏地面以上目标，杀伤开阔地面人员，但不能破坏地面以下坚固目标（又称硬目标）。它是袭击城市的最佳方式。例如，第二次世界大战期间，美国袭击日本广岛，长崎就是采用的这种爆炸方式。

大当量地爆：

光辐射比空爆弱，杀伤破坏范围也比空爆小。在爆心附近区域，冲击波很强，但杀伤破坏范围比空爆小，可能形成弹坑，可以破坏地下的硬目标，如地下导弹发射井，首脑工程等。早期核辐射和空爆相近，爆炸将造成下风方向数百公里狭长范围内的严重放射性污染。这种爆炸方式可用于摧毁敌战略后方硬目标并在较大地区造成人员放射性杀伤。

小当量空爆：

光辐射较弱，杀伤破坏范围小。冲击波的杀伤破坏范围也比较小。早期核辐射的杀伤范围比前二者大，尤其在当量为千吨级时更为明显。放射性污染可以忽略。这是用于杀伤小范围内开阔地面和坦克内人员的一种爆炸方式。

小当量地爆：

光辐射很弱，杀伤破坏范围很小，冲击波在爆心附近很强，但随距离很快衰减，杀伤破坏范围比空爆小。可能形成弹坑，可以破坏小范围内的硬目标。造成下风方向百公里狭长范围内的严重放射性污染。在投掷兵器精度较高的条件下，是摧毁个别硬目标的一种爆炸方式。

§ 1.5 核装置的爆炸过程

现以 H. A. Sandmeir 等^[2]发表的 S 装置的爆炸过程为例来介绍。S 装置是一个原子弹装置，它的中心部分是核燃料 ^{239}Pu ，它的外层为高能炸药，当量的计算值约 24 千吨，核燃料中的中子增殖可由

$$dN/dt = \alpha(t)N \quad (1.5-1)$$

描述，式中 N 为中子密度， $\alpha(t)$ 为中子增殖系数。核燃料处于次临界状态时， $\alpha < 0$ ；超临界状态时， $\alpha > 0$ 。在一个实际的爆炸装置中， α 与 t 的关系与核装料、装料密度、几何尺寸以及爆炸过程等有关，其值可用复杂的数值计算方法求得。对于 S 装置，当炸药爆炸的冲击波会聚到中心，即核燃料受到充分压缩时， α 值为 1.3 秒^{-1} [注]，它随时间的变化见图 1.5-1。图中还给出了释放的能量积累 $Q(t)$ 随时间的变化。

爆炸前，装置处于 $\alpha < 0$ 的次临界状态。炸药起爆后，产生向心传播的会聚冲击波，压缩核燃料，使其超过 $\alpha = 0$ 的临界状态（或称第一临界状态），而达到 $\alpha > 0$ 的超临界状态。当会聚冲击波达到中心时，原置于中心的中子源点火放出中子， α 值为 1.3 秒^{-1} ，并在 9 秒以前保持这个值，这时中子数按指数律增殖，即

$$N = N_0 e^{\alpha t} \quad (1.5-2)$$

式中 N_0 为初始时刻的中子数。由图 1.5-1 可以看出，当 α 由 $t \approx 9$ 秒前的最大值开始下降时，燃料开始爆炸，释放能量，物质开始向外飞散。随着能量的释放， α 迅速下降。在 14 秒时， α 下降到零，即燃料处于第二临界状态，中子积累数达到最大，发生猛烈燃烧，释放出

[注] 秒 (Shak) = 10^{-8} 秒

17.4kT当量，占全部当量的71.3%。由于猛烈的爆炸，燃料迅速向外膨胀，密度也同时下降。越过第二临界状态后， $\alpha < 0$ ，燃料仍以较低速率燃烧，继续释放能量。从9微秒开始释放能量起，大约经过7微秒，放出能量为总能量的90.2%。

图1-5-1还给出了能量释放率 $\dot{Q}(t)$ 随时间的变化。最大释放率为725kT/ μ s，时间约在13微秒，即在第二临界点前约1微秒。

为了便于看出 $\alpha(t)$ 、 $Q(t)$ 、 $\dot{Q}(t)$ 与 t 的关系，从图1-5-1中取出数据列成表1-5-1。

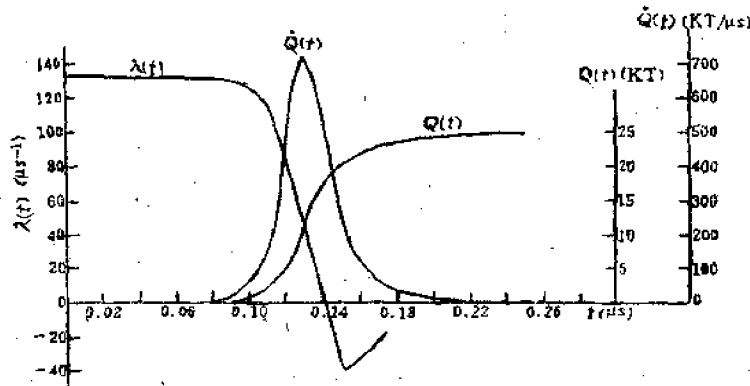


图1-5-1 α 、 Q 及 \dot{Q} 随时间的变化

(图中 $\lambda(t)$ 应为 $\alpha(t)$)

若以炸药爆炸冲击波会聚到中心时的时刻为时间零点，则装置内整个核爆炸过程约在200毫微秒时间内完成。

此刻核燃料成为高能量密度、高温、高压的等离子体，以自身的规律向外膨胀，造成强烈爆炸的。

表1-5-1 $\alpha(t)$ ，能量积累 $Q(t)$ 和能量释放速率 $\dot{Q}(t)$

t (毫微秒)	$\alpha(t)$ 微秒 ⁻¹	$\dot{Q}(t)$ 千吨/微秒	$Q(t)$ 千吨	当量百分比 (%)
	132	0	0	0
80		0	0	0
90		20	0.1	0.4
100	130	52	0.5	2.1
110	120	140	1.5	6.1
120	80	380	4.2	17
130	40	725	10.5	43
140	0	520	17.4	71.3
150	-40	290	21.0	86
160	-36	94	22.0	90.2
170		50	22.8	93.5
180	-10	28	23.3	95.6
190		18	23.7	97
200		13	24.0	98.5
210		9	24.1	
220		6.7	24.2	99
230		5	24.3	
240		3.3	24.35	
		2	24.4	100

§ 1.6 核爆炸初始参数

一、核反应释放出的大量能量，先使反应区或称活性区温度升高到几千万度，压强增大到二、三十亿大气压。在这样高的温度下，热辐射能量比物质内能大得多，如果忽略后者，那么活性区的最高温度可以按下式估算：

$$T = (Q/\sigma St)^{1/4} \quad (1.6-1)$$

式中 Q 为核反应所释放的能量； S 为活性区的球面积，并可以近似为

$$S \approx 30Q^{2/3} (\text{厘米}^2) \quad (1.6-2)$$

t 为能量释放率达极大时的时间，可以估算如下：

$$t \approx 4 \times 10^{-8} Q^{1/3} (\text{秒}) \quad (1.6-3)$$

上式中 Q 以千吨为单位， σ 为斯忒藩-玻茨曼常数， $\sigma = 5.6697 \times 10^{-5}$ 尔格/厘米²·秒·度⁴。

上面估算公式只适用于裂变装置。由上式可见，活性区温度与释放的能量关系不大，即

$$T \approx 3 \times 10^7 \text{K}$$

活性区的最大压强为

$$p = nkT \quad (1.6-4)$$

单位体积的粒子数 n 可按下式估计：

$$n = \frac{6.02 \times 10^{23}}{A} \rho \cdot \eta_0 \eta \quad (1.6-5)$$

式中 A 为原子量， ρ 为核燃料的密度（对于 ^{239}Pu ， ρ 取 19.8 克/厘米³）， η 为烧掉的核材料占总核燃料的份额——简称燃耗（可以按 0.25 估计）， η_0 为每裂变一代在单位体积内生成的粒子数（约为 4×10^2 个/厘米³）。如果以 ^{239}Pu 为燃料，则

$$p \approx (2-3) \times 10^{10} \text{大气压}$$

二、从研究弹外的爆炸过程来看，还必须估计整个弹体或者某个有限体积的初始温度和压强。当整个弹体或者某个有限体积被加热后，温度将从活性区的几千万度降低到数百万度。对于固体介质，这时辐射能将比物质内能低得多，因而可以忽略辐射项，仅考虑物质内能。对于物质内能，需要通过物质的状态方程来确定温度和压强。作为一种近似，不管弹体物质多么复杂，可以用铁来近似等效。在高温、高压下，铁的状态方程可以拟合为下述形式：

$$p = \alpha \eta^{a_1} T^{a_2} \quad (1.6-6)$$

$$e = \beta \eta^{b_1} T^{b_2} \quad (1.6-7)$$

式中 e 为单位质量的能量， α 、 β 、 a_1 、 a_2 、 b_1 、 b_2 为常数。当 p 单位为 10^{10} 达因/厘米²， T 为 10^8K ， e 为 10^{10} 尔格/克， $\rho_0 = 7.86$ 克/厘米³ 时，则

$$\alpha = 1.07 \quad \beta = 3.79 \quad a_1 = 0.91 \quad a_2 = 1.25 \quad b_1 = 0.09 \quad b_2 = 1.25$$

例如，取半径为 4 米的球体，当量为 20 千吨，则 $T \approx 4.2 \times 10^8 \text{K}$ ， $p \approx 2 \times 10^6$ 大气压

应该指出，这是一个粗略的估算，仅为了对爆炸初始参数有个定量的了解。

参 考 文 献

[1] S. Glasston, D. J. Dolan, The Effects of Nuclear Weapons. (1977)

[2] H. A. Sandmeir, S. A. Dupree, G. E. Hansen, Nucl. Scie. and Engin. 48, (1972), 343

第二章 爆炸力学基础

§ 2.1 流体力学方程组, 声波

一、爆炸冲击波在大气中传播是大振幅扰动的非线性波在气体中的传播问题。它的基本特征是：波的传播速度是超声速的，并且波内气体受到显著的压缩。因此在理论上可用可压缩流体力学来描述。实践也证明流体力学能够定量地反映冲击波的传播规律。

由于爆炸力学所考虑的运动变化快，以致流线之间不会发生明显的动量和能量的迁移，所以可以忽略粘性和热传导。

流体运动状态的描述有两种方法，一种是欧拉方法，另一种是拉格朗日方法。欧拉方法是将流体所在的空间看作是 p (压强)， ρ (密度)、 \bar{u} (流速)、 ε (比内能) 或 T (温度) 所表征的流场。一般说来，所有这些量都是坐标 x 、 y 、 z 和时间 t 的函数，它们的变化应遵循质量守恒、动量守恒和能量守恒所限定的微分方程。

1. 质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \bar{u} = 0, \quad (2.1-1)$$

式中

$$\nabla = \bar{i} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{j} \frac{\partial}{\partial y} + \bar{k} \frac{\partial}{\partial z}, \quad (2.1-2)$$

\bar{i} , \bar{j} , \bar{k} 分别为直角坐标 x , y , z 方向上的单位矢量。

利用

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla, \quad (2.1-3)$$

连续性方程可以写成

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \bar{u} = 0. \quad (2.1-4)$$

2. 动量守恒方程。由牛顿第二定律可得

$$\rho \frac{d\bar{u}}{dt} = -\nabla p, \quad (2.1-5)$$

或写成

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p. \quad (2.1-6)$$

3. 能量守恒方程。在介质与外界没有能量交换时，能量守恒的数学形式为

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{dV}{dt} = 0, \quad (2.1-7)$$

式中比容 $V=1/\rho$ 。利用 (2·1-1) 和 (2·1-6) 式, 可以写成

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \varepsilon + \frac{\rho u^2}{2} \right) + \nabla [\rho \bar{u} (\varepsilon + u^2/2) + p \bar{u}] = 0. \quad (2·1-8)$$

4. 表征介质热力学性质的状态方程可写成

$$p = p(\rho, \varepsilon), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T). \quad (2·1-9)$$

(2·1-1)、(2·1-6)、(2·1-8) 和 (2·1-9) 式等六个方程是一个封闭方程组, 它控制着表征流场 p 、 ρ 、 ε 、 \bar{u} 6 个参量的变化规律。

如果介质中 p 、 \bar{u} 没有突变, 由热力学第二定律

$$T ds = d\varepsilon + p dV \quad (2·1-10)$$

可知, (2·1-7) 式与

$$\frac{ds}{dt} = 0 \quad (2·1-11)$$

等价, 即运动是等熵的。反之, 当介质中 p 、 \bar{u} 有突变面, 如冲击波阵面, 则 (2·1-7) 式虽然成立, 但在突变面附近 (2·1-11) 式不再成立, 因为冲击压缩过程不是等熵 (绝热) 过程 (见 § 2·2)。

二、拉格朗日方法的特点是放弃对流场的描述, 而去描述某个质点或粒子在运动过程中, p 、 ρ 、 \bar{u} 随时间 t 和标志质点的特征量的变化, 亦即选择 t 和质点的特征量作为独立变量。例如我们可以选 $t=0$ 时质点离开对称中心的距离 r 作为拉格朗日坐标, 则

$$p = p(r, t), \quad \rho = \rho(r, t), \quad u = u(r, t). \quad (2·1-12)$$

欧拉坐标 R 与拉格朗日坐标 r 的关系为

$$R = R(r, t). \quad (2·1-13)$$

采用拉格朗日坐标描述一维流体力学运动最为方便。在拉氏坐标下, 一个固定质点的速度和加速度为

$$u = \frac{\partial R}{\partial t}, \quad a = \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 R}{\partial t^2}, \quad (2·1-14)$$

则动量守恒定律可以写成

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial R} = 0. \quad (2·1-15)$$

初始时刻 $t=0$, 半径 $R=r$, 密度为 ρ_0 , 球面内的质量为

$$4\pi \int_0^r \rho_0 r^2 dr,$$

应等于时间为 t , 密度为 ρ , $R=R(r, t)$ 的球面内的质量, 即

$$4\pi \int_{R(r, t)}^{R(r, t)} \rho R^2 dR,$$

由此得一维球对称情况下的质量守恒方程:

$$\rho_0 r^2 = \rho R^2 \frac{\partial R}{\partial r}. \quad (2·1-16)$$

对于绝热运动, 质点的熵满足

$$\frac{\partial s}{\partial t} = 0. \quad (2.1-17)$$

这个式子和能量守恒定律在欧拉坐标下的 (2.1-8) 式等价。

(2.1-14)、(2.1-15)、(2.1-16)、(2.1-17) 式和状态方程 (2.1-9) 式构成了拉格朗日坐标下封闭方程组。

三、在讨论球面冲击波以前, 先来讨论一维球面声波。当介质受到小扰动后, p 、 ρ 分别为

$$p = p_0 + p', \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad (2.1-18)$$

式中 p_0 、 ρ_0 为未扰动时的量, p' 、 ρ' 为小扰动量, 即

$$p' \ll p_0, \quad \rho' \ll \rho_0, \quad (2.1-19)$$

同时粒子速度 u 亦为小量。略去二级小量后, 在一维球面的条件下, (2.1-1) 式和 (2.1-6) 式分别为

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\frac{\rho_0}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} R^2 u, \quad (2.1-20)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{c_0^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial R}, \quad (2.1-21)$$

式中

$$c_0^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s, \quad (2.1-22)$$

为小扰动传播速度, 即介质的声速。这是个极重要的量, 它描述了扰动在介质中传播的特征速度。将 (2.1-20) 式对 t 微商, 并代入 (2.1-21) 式, 可得

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \rho'}{\partial R} \right). \quad (2.1-23)$$

如果仅考虑从中心发出的发散声波, 则上式的解为

$$\rho' = \frac{1}{R} f(R - c_0 t). \quad (2.1-24)$$

由上式可见, 密度扰动量 ρ' 随 R^{-1} 衰减, 而平面声波的扰动量随距离并不衰减。将 (2.1-24) 式代入 (2.1-21) 式得

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{c_0^2}{\rho_0} \left[\frac{f'(R - c_0 t)}{R} - \frac{f(R - c_0 t)}{R^2} \right], \quad (2.1-25)$$

对 t 积分

$$u = \frac{c_0}{\rho_0} \left[\rho' - \frac{\phi(R - c_0 t)}{R^2} \right], \quad (2.1-26)$$

式中

$$\phi(R - c_0 t) = \int_0^{R - c_0 t} f(\xi) d\xi, \quad (2.1-27)$$

同样超压 p' 可以写成

$$p' = \rho_0 c_0 u = c_0^2 \left[\rho' - \frac{\varphi(R - c_0 t)}{R^2} \right] \quad (2.1-28)$$

上式可以说明球面声波的重要特点，即在压缩区之后必然紧跟着一个稀疏区，如图 2.1-1 所示。这是因为波到达之前和波过去之后，扰动量 ρ' ， u ， p' 都为 0，这就要求

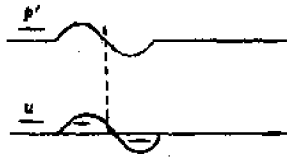


图 2.1-1 球面声波扰动量随空间分布示意图

$$\varphi = \int_0^{R-c_0 t} f(\xi) d\xi = \int R \rho' dR = 0 \quad (2.1-29)$$

所以没有负压相（稀疏区）伴随正压相（压缩区）是不可能的。在正压相区， $p' > 0$ ， $\rho' > 0$ ， u 垂直于阵面且方向与波运动方向相同；在负压相区则 $p' < 0$ ， $\rho' < 0$ ， u 的方向与波的运动方向相反，见图 2.1-1。球面声波的这个空间分布特点与球面冲击波有相似之处，区别仅在于这里扰动量是小量。

§ 2.2 激波关系

一、当强扰动在空气中传播时，例如超声速运动的物体所产生的扰动，爆炸所产生的冲击波等，扰动与未扰动区之间存在着 p ， ρ ， u ， ε 突变的间断面，这种间断面称为激波。

对于激波，§ 2.1 的运动方程组不再成立，原则上需要考虑能量耗散过程，例如粘性，热传导等。但是，可以利用质量、动量、能量守恒定律求得无能量耗散的理想情况下激波两侧参量与激波速度的关系。

先讨论一个平面激波，以速度 D 向未扰动区“0”运动，未扰动区的参量以足标“0”标志，激波后的参量即扰动区的参量以足标“1”标志。

令 p_0 ， ρ_0 ，流速 v_0 通过激波突变面后增加到 p_1 ， ρ_1 ， v_1 ，那么，波前、后的量应满足质量、动量和能量守恒定律。如果坐标选在激波上，则三个守恒定律可以写成

$$\rho_1 v_1 = \rho_0 v_0 \quad (2.2-1)$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_0 + \rho_0 v_0^2 \quad (2.2-2)$$

$$\varepsilon_1 + p_1 / \rho_1 + \frac{1}{2} v_1^2 = \varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2} v_0^2 \quad (2.2-3)$$

由前两式可以求得，

$$v_0^2 = \left(\frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0} \right) \frac{\rho_1}{\rho_0} \quad (2.2-4)$$

$$v_1^2 = \left(\frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^2 v_0^2 \quad (2.2-5)$$

再代入 (2·2-3) 式得激波关系或称蓝金-雨贡尼奥关系

$$e_1(p_1, \rho_1) - e_0(p_0, \rho_0) = \frac{1}{2}(p_1 + p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right), \quad (2·2-6)$$

如果空气的能量方程

$$e = e(p, \rho) \quad (2·2-7)$$

为已知, 则 (2·2-1)、(2·2-2)、(2·2-3) 和 (2·2-7) 式是描述激波的封闭方程组。有了四个方程, 在 p_1 , ρ_1 , v_0 , v_1 , e_1 五个未知量中, 任意给定一个扰动量, 则其它量都可由上述方程组解出。

对于实验室坐标系, 且未扰动区的流速 $u_0 = 0$, 则

$$v_0 = -D, \quad v_1 = u - D。$$

(2·2-1) 到 (2·2-3) 式可写成

$$\rho_1(D - u) = \rho_0 D, \quad (2·2-8)$$

$$p_1 + \rho_1(D - u)^2 = p_0 + \rho_0 D^2, \quad (2·2-9)$$

$$e_1 + p_1/\rho_1 + \frac{1}{2}(D - u)^2 = e_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2}D^2。 \quad (2·2-10)$$

(2·2-10) 式还可以写成

$$\omega_1 + \frac{1}{2}(D - u)^2 = \omega_0 + \frac{1}{2}D^2, \quad (2·2-10')$$

式中 ω 为比焓

$$\omega = e + p/\rho, \quad (2·2-11)$$

且

$$D^2 = \left(\frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0} \right) \frac{\rho_1}{\rho_0}, \quad (2·2-12)$$

$$(D - u)^2 = \frac{\rho_0}{\rho_1} \left(\frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0} \right)。 \quad (2·2-13)$$

三、在温度、压强不太高的条件下, 空气可以看成理想气体, 其能量方程为

$$e = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}, \quad (2·2-14)$$

式中绝热指数 $\gamma = c_p/c_v$, c_p , c_v 为定压、定容比热。则激波关系 (2·2-6) 式可以写成

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \frac{p_0}{\rho_1}}{\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \frac{\rho_0}{\rho_1} - 1}, \quad (2·2-15)$$

或写成

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)p_1/p_0 + (\gamma - 1)}{(\gamma - 1)p_1/p_0 + (\gamma + 1)} = \frac{1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \Delta p/p_0}{1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \Delta p/p_0}。 \quad (2·2-16)$$

(2.2-12)、(2.2-13)式可以写成

$$D^2/c_0^2 = 1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (2.2-17)$$

$$u^2/c_0^2 = \frac{1}{\gamma^2} \frac{(\Delta p^2/p_0^2)}{\left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{\Delta p}{p_0}\right)}, \quad (2.2-18)$$

式中 $\Delta p = p_1 - p_0$ 称为超压, 且

$$c_0^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s = \gamma p_0 / \rho_0. \quad (2.2-19)$$

定义 $q = \frac{1}{2} \rho_1 u^2$ 为动压, 它是描述冲击波破坏效应的一个重要参量。利用 (2.2-16) 和 (2.2-18) 式, 则

$$q = \frac{\frac{1}{\gamma-1} \Delta p^2}{\Delta p + \frac{2\gamma}{\gamma-1} p_0}. \quad (2.2-20)$$

由上述结果可以看出激波有如下特点, 引入马赫数

$$M_0 = D/c_0, \quad (2.2-21)$$

从 (2.2-17) 式可见

$$M_0 \geq 1, \quad (2.2-22)$$

即激波总是以超声速传播, 当扰动变成小扰动时, 激波即变为声波, 由 (2.2-12) 式可见

$$D^2 = \frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_0} \rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s = c_0^2.$$

激波强度可以用超压 Δp , 激波速度的马赫数 M_0 , 或用 p_0/p_1 来表征, 对于极强的激波来说, $\Delta p, M_0$ 可趋于无限大或 p_0/p_1 趋于 0, 但密度的压缩是有限的。当 $\Delta p \rightarrow \infty$ 时, 由 (2.2-16) 式可得

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}. \quad (2.2-23)$$

这就是极限情况下的压缩比。

气体的未扰动状态“0”通过激波过渡到扰动状态“1”, 气体的熵将增加。理想气体的熵为

$$S = c_v \ln(p/\rho^\gamma) + S_0, \quad (2.2-24)$$

则

$$\Delta S = c_v \ln \frac{p_1 \rho_0^\gamma}{p_0 \rho_1^\gamma}. \quad (2.2-25)$$

因为热力学要求 $\Delta S \geq 0$, 所以气体状态经过激波后只能有

$$\frac{p_1 \rho_0^\gamma}{p_0 \rho_1^\gamma} \geq 1. \quad (2.2-26)$$

将 (2.2-16) 式代入, 得

$$\frac{p_1}{p_0} \left[\frac{(\gamma-1)p_1/p_0 + (\gamma+1)}{(\gamma+1)p_1/p_0 + (\gamma-1)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \geq 1, \quad (2.2-27)$$

故必有

$$p_1/p_0 \geq 1,$$

其极限值为 $p_1/p_0 \rightarrow \infty$ 。将 (2.2-15) 式代入, 得

$$\left(\frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{(\gamma+1) - \frac{\rho_0}{\rho_1}(\gamma-1)}{(\gamma+1)\frac{\rho_0}{\rho_1} - \gamma - 1} \geq 1, \quad (2.2-28)$$

同样

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \geq 1, \quad (2.2-29)$$

压缩比极限值为 (2.2-23) 式。

可见对于一般气体, 通过激波只能是压缩过程, 而不可能是膨胀过程, 这个压缩过程为冲击压缩。

在弱激波条件下, 按 V_1 或 p_1 展开可以证明, 熵的变化为

$$\Delta S = \frac{1}{12T_0} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} \right) (V_1 - V_0)^3 = \frac{1}{12T_0} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2} \right) (p_1 - p_0)^3. \quad (2.2-30)$$

仅三次小量有意义。对于理想气体, 直接由 (2.2-15) 式展开, 亦得与上式相同结果, 即

$$\Delta S = \frac{\gamma(\gamma+1)}{12} R_0 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^3. \quad (2.2-31)$$

式中 R_0 为气体常数。

§ 2.3 一维非定常流动

一、§ 2.1 中所讨论的声波是小扰动传播问题, 也是最简单的非定常流动, 现在来讨论有限振幅波或非线性波的一维传播问题。

在一维平面的几何条件下, 流体力学方程组可以化成特征型。在等熵流动的假定下, 状态方程

$$p = p(\rho, S_0)$$

式中 S_0 为流体特定参考态的熵, 在运动过程中保持不变, 则

$$d\rho = \frac{1}{c^2} dp, \quad c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right).$$

由此可以将连续性方程 (2.1-4) 式写成

$$\frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{u}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial x} + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (2.3-1)$$

将上式和动量守恒方程 (2.1-6) 式的一维形式相加减后, 得

$$\left(\frac{1}{u \pm c} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x}\right) \pm \rho c \left(\frac{1}{u \pm c} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x}\right) = 0, \quad (2.3-2)$$

或写成

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} \pm \frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial t}\right) + (u \pm c) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \pm \frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial x}\right) = 0. \quad (2.3-3)$$

黎曼引进了一个新的热力学函数 $\sigma(\rho, S_0)$ ，定义为

$$\sigma \equiv \int_{p_0}^p dp / \rho c \quad (2.3-4)$$

式中 p_0 为流体特定参考态的压强。 σ 的时，空微商为

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (2.3-5)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{\partial \sigma}{\partial p} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (2.3-6)$$

代入(2.3-3)式，得

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial}{\partial x}\right] (u \pm \sigma) = 0, \quad (2.3-7)$$

如果引进

$$\frac{D^+}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + (u + c) \frac{\partial}{\partial x},$$

$$\frac{D^-}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + (u - c) \frac{\partial}{\partial x},$$

则(2.3-7)式写成

$$\frac{D^+}{Dt} (u + \sigma) = 0, \quad \frac{D^-}{Dt} (u - \sigma) = 0. \quad (2.3-8)$$

可见，方程仅出现单一的微分算符，这种形式的方程称为特征型。这组方程的物理意义可理解如下：在相对流体以声速运动的参考系中来考察流体状态的变化，随声速向X轴正方向运动的参考系的速度为 $u + c$ ，向X轴负方向运动的参考系速度则为 $u - c$ ，在这组参考系中 $u + \sigma$ 应为常数，即

$$J_+ = u + \int \frac{dp}{\rho c}, \quad J_- = u - \int \frac{dp}{\rho c}, \quad (2.3-9)$$

为不变量，称作黎曼不变量。(2.3-7)式可以进一步写成

$$\frac{D^+}{Dt} J_+ = 0, \quad \frac{D^-}{Dt} J_- = 0. \quad (2.3-10)$$

以速度 $u \pm c$ 传播的声波简称为 C^+ 、 C^- 声波，在 x 、 t 平面内可以表为两族特征线，分别为

$$C^+; \frac{dx}{dt} = u + c, \quad (2.3-11)$$

$$C^-; \frac{dx}{dt} = u - c, \quad (2.3-12)$$

那么 (2.3-9) 式便是沿 C^+ 、 C^- 特征线的微商。在小扰动即声波的条件下, $|u| \ll c_0$, 则 C^+ 、 C^- 特征线化为 $\frac{dx}{dt} = \pm c_0$, 为两族直线。一般情形下, 是两族曲线。

由 σ 的定义 (2.3-4) 式可知, σ 和 J^+ 、 J^- 的表达形式决定于状态方程, 一般情况下

$$d\sigma = \frac{\rho c dc}{\Gamma - 1}, \quad (2.3-13)$$

式中

$$\Gamma = \frac{c^4}{2V^2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2} \right)_s, \quad (2.3-14)$$

是描述不同性质流体运动特征的重要参量。一般情况下, $\Gamma > 1$, 对于理想气体 $\Gamma = (\gamma + 1)/2$ 。引进 Γ 后, (2.3-4) 式写成

$$\sigma = \int_{c_0}^c \frac{dc}{\Gamma - 1}, \quad (2.3-15)$$

式中 c_0 为流体特定参考态的声速, 对于理想气体

$$\sigma = \frac{2}{\gamma - 1} (c - c_0), \quad (2.3-16)$$

若取 $c_0 = 0$, 则理想气体的黎曼不变量为

$$J^+ = u + \frac{2}{\gamma - 1} c, \quad J^- = u - \frac{2}{\gamma - 1} c. \quad (2.3-17)$$

特征线方法是解决一维非定常流动问题的重要手段之一。非定常流动的典型问题在数学上可以归结为初值问题: 已知初始时刻流体状态, 探求未来任意时刻流体的运动状态。

现在用特征线方法来讨论 (2.3-10) 式所描述的一维平面波问题。这个初值问题可表述如下: 令 $t = 0$ 时, 在 ab 线段上 $u(x)$ 、 $p(x)$ 为已知, 求 $x-t$ 平面任意一点, 例如 d 点的流体的运动状态。从 a 、 b 两点分别画出 C^+ 、 C^- 特征线交于 d 点, 由黎曼不变量的特点可知

$$\begin{aligned} J_d^+ &= J_a^+, & J_d^- &= J_b^-, \\ u_d + \sigma_d &= J_a^+, & u_d - \sigma_d &= J_b^-, \end{aligned}$$

式中 J_a^+ 、 J_b^- 为已知的初值, 由联解求得

$$u_d = \frac{1}{2} (J_a^+ + J_b^-), \quad \sigma_d = \frac{1}{2} (J_a^+ - J_b^-), \quad (2.3-18)$$

于是, d 点的流体状态完全由初值所决定。同样道理, 三角形 abd 区域内任一点的状态皆可由 ab 线段上初态决定。

在实际计算中, 取 AB 线段上 x_0 、 x_1 、 x_2 、 \dots 、 x_n 各点, 从 x_n 各点出发, 以 $t = 0$ 时刻的 $(u \pm c)$ 为斜率作一线元, 相邻两点所作线元的交点为 $x_{i, i+1}$ 。根据 (2.3-17) 式, (参见

图2·3-1)，那么 $t = t_{i, i+1}$ ， $x = x_{i, i+1}$ 的 u ， σ 为

$$u(x_{i, i+1}, t_{i, i+1}) = \frac{1}{2}(J_i^+ + J_{i+1}^-),$$

$$\sigma(x_{i, i+1}, t_{i, i+1}) = \frac{1}{2}(J_i^+ - J_{i+1}^-).$$

将求得的 u 、 σ 做为新的初值再次算出新交叉点的值，逐排计算便可定出整个流场。

上述计算方法表明：流体的状态信息是通过特征线来传播的。在图2·3-1的情况下，流体的初态完全限制在三角形abd中，流体下一步的运动状态仅能由abd内初值决定，基本上与三角形以外区域的流体运动状态无关，也就是说这个方法无法讨论三角形以外的流体运动带来的信息。

三、现在来讨论扰动向均匀流动区域做单方向传播，即简单波的传播问题。例如扰动在均截面管道中沿单一方向传播，活塞运动，管端炸药爆炸等都可以归结为这类问题。

如果简单波是沿 x 轴传播，在扰动未到达前的均匀流动区域内沿特征线 C^- ，因为 $J_0^- = u_0 - \sigma_0$ 为常数，即

$$u - \sigma = J_0^- = \text{常数}, \quad (2\cdot3-19)$$

且处处皆为常数。考虑任一条特征线 C_k^+ ，有

$$u + \sigma = J_k^+, \quad (2\cdot3-20)$$

由(2·3-19)式可以求得

$$u_x = \frac{1}{2}(J_k^+ + J_0^-), \quad (2\cdot3-21)$$

$$\sigma_x = \frac{1}{2}(J_k^+ - J_0^-).$$

因为 J_0^- 是常数，尽管沿不同特征线 C^- ， J_k^+ 不同，但沿某条特定的特征线 u ， σ 也就是 u 、 c 值不变，所以 C^+ 特征线是一族直线。换言之，扰动是以 $u + c(u)$ 的波速向外传播的简单波，其走时关系为

$$x = (u + c(u))t + \phi(u), \quad (2\cdot3-22)$$

式中 $\phi(u)$ 为有赖于 u 的积分常数。显然，用类似的方法可以讨论向反方向传播的简单波。

在有限振幅的扰动向均匀流动区域传播过程中，即使开始时波的轮廓是连续变化的，也会逐渐畸变，形成激波，这一点是不难以波速 $\omega = u + c$ 看出，因为

$$\frac{d\omega}{d\rho} = \frac{c}{\rho} \Gamma > 0, \quad (2\cdot3-23)$$

即波上 ρ 愈大的点， ω 也愈大，最终必导致 ρ 、 ρ 在间断面处发生跃变。其变化过程示意如图

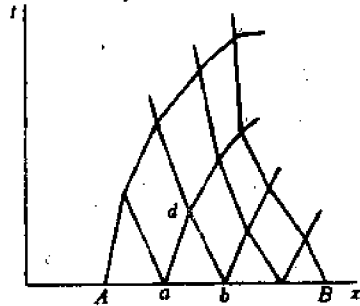


图2·3-1 特征线法计算网格示意图

2·3-2, 但决不会导致图2·3-2中波形 d , 因为这样在 x' 这一点上振幅是一个多值函数, 这样的波至少在气体动力学范围内不存在。

与图2·3-2相对应的激波形成过程在 $x-t$ 波图上则表现为多根 C^+ 特征线相交, 具有相同的 $u+c$ 值。显然越过激波时, 特征线方法不能再用 (因为激波不满足等熵要求), 必须代之以 § 2·2 所讨论的激波关系。多根特征线相交后的包络线标志激波, 包络线的 t 值最小的一点就是形成激波的时刻, 和它对应的 x 即为形成激波的位置。这个点乃是包络线的尖点, 它必满足

$$\left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)_t = 0, \quad (2\cdot3-24)$$

$$\left(\frac{\partial^2 x}{\partial u^2}\right)_t = 0. \quad (2\cdot3-25)$$

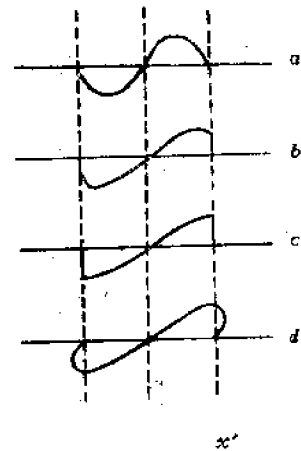


图 2·3-2 激波形成过程示意图

对于理想气体, 利用 (2·3-21) 式得形成激波的时刻为

$$t_s = -\frac{2}{\gamma+1} \cdot \varphi(u), \quad \varphi'(u) = 0. \quad (2\cdot3-26)$$

由上式同时可求得激波形成的位置 x_s , 也可以由下式估计

$$x_s \approx -\frac{\gamma-1}{\gamma+1} c_0 / (dc/dx)_{\min}, \quad (2\cdot3-27)$$

式中 $(dc/dx)_{\min}$ 为声速空间分布出现的极小值。

§ 2·4 强爆炸自模拟解^[21]

一、自模拟运动是指所有流场的参数仅与相对变量 $\xi t^{-\beta}$ ($\beta > 0$) 有关, 或者仅与 $\xi e^{-\alpha t}$ ($\alpha > 0$) 有关。其物理意义是说, 在不同时刻, 只要适当改变长度, 所得的运动图案是相同的。

在 $\gamma = \text{常数}$ 的理想气体中的强爆炸, 如果

$$p_1/p_0 \gg \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad (2\cdot4-1)$$

条件满足, 初始压强 p_0 (或称反压) 可以忽略, 则初始密度 ρ_0 、爆炸所释放出的能量 E 、球坐标 R 和 t 可以构成一个独立的无量纲量。

$$\xi = R \left(\frac{\rho_0}{Et^2} \right)^{1/3}, \quad (2\cdot4-2)$$

这就是流场的自模拟变量。

若冲击波阵面所在位置为 R_s , 则 ξ 取值 ξ_0 。

$$\text{即} \quad R_s = \xi_0 \left(\frac{E}{\rho_0} \right)^{1/3} t^{2/3}, \quad (2\cdot4-3)$$

或写成

$$R_s = \left(\frac{\alpha E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (2.4-3')$$

式中 α 可称为能量平衡因子。

上式就是强爆炸冲击波的走时关系，由此求得冲击波的速度为

$$D = \frac{dR_s}{dt} = \frac{2}{5} \xi_0 \left(\frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-3/5} = \frac{2}{5} \frac{R_s}{t}. \quad (2.4-4)$$

同样波阵面上的其他参量为

$$\rho_s = \rho_0 \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad p_s = \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 D^2, \quad u_s = \frac{2}{\gamma+1} D. \quad (2.4-5)$$

将 (2.4-3)、(2.4-4) 式代入后，可以看出，波阵面超压 p_s

$$p_s \sim E/R_s^3, \quad (2.4-6)$$

随距离的三次方衰减

一维强爆炸的自模拟运动可以求得解析解，在一维球坐标下，运动方程组为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial R} + \frac{2(\rho u)}{R} = 0, \quad (2.4-7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R}, \quad (2.4-8)$$

考虑到理想气体的熵 (2.2-24) 式，则等熵方程 (2.1-11) 式可以写成

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial R} \right) \ln(p/\rho^\gamma) = \text{常数}. \quad (2.4-9)$$

引进无量纲量

$$f = u/u_s, \quad g = \rho/\rho_s, \quad h = p/p_s. \quad (2.4-10)$$

以 ξ 为变量，则 (2.4-7) 到 (2.4-9) 式的偏微分方程组可以化为常微分方程组：

$$\left(f - \frac{\gamma+1}{2} \xi \right) g' + \left(f' + \frac{2}{\xi} f \right) g = 0, \quad (2.4-11)$$

$$\left(f - \frac{\gamma+1}{2} \xi \right) g f' + \frac{\gamma-1}{2} h' - \frac{3}{4} (\gamma+1) f g = 0, \quad (2.4-12)$$

$$\left(f - \frac{\gamma+1}{2} \xi \right) h' + \gamma \left(f' + \frac{2}{\xi} f \right) h - 3 \frac{\gamma+1}{2} h = 0, \quad (2.4-13)$$

式中 f' 、 g' 、 h' 表示对 ξ 取导数。在冲击波阵面上，即 $\xi = \xi_0$ 时，

$$f(1) = g(1) = h(1) = 1. \quad (2.4-14)$$

在中心，即 $\xi = 0$ 时

$$f(0) = 0. \quad (2.4-15)$$

(2.4-11) 到 (2.4-15) 式是描述强爆炸的封闭方程组。

二、由能量守恒定律可以求得方程组的首次积分。在 dt 时间内通过 $4\pi R^2$ 球面流出去的

能量应该等于冲击波阵面传播 Ddt 距离后所扩大的球体积中气体的能量, 即

$$\rho u(\varepsilon + p/\rho + u^2/2)4\pi R^2 dt = \rho D(\varepsilon + u^2/2)4\pi R^2 dt,$$

利用 $\varepsilon = \frac{1}{\gamma-1} \frac{p}{\rho}$ 化为

$$\frac{p}{\rho} = \frac{(\gamma-1)(1-u/D)u^2}{2(\gamma u/D-1)}, \quad (2.4-16)$$

引入无量纲量 (2.4-10) 式并将 (2.4-5) 式代入后可求得首次积分

$$h/g = \frac{(\gamma+1-2f)f^2}{[2\gamma f - (\gamma+1)]}. \quad (2.4-17)$$

利用上式, 则 (2.4-11) 和 (2.4-13) 式化为

$$\frac{df}{d \ln \xi} + \left(f' - \frac{\gamma+1}{2} \right) \frac{d \ln g}{d \ln \xi} = -3f, \quad (2.4-18)$$

$$\frac{d}{d \ln \xi} \ln \frac{h}{g^\gamma} = \frac{5(\gamma+1)-4f}{2f - (\gamma+1)}. \quad (2.4-19)$$

考虑到边界条件 (2.4-14) 式, 可得上式积分:

$$\left(\frac{\xi_0}{\xi} \right)^5 = f^2 \left[\frac{5(\gamma+1)-2(3\gamma-1)f}{7-\gamma} \right]^{a_1} \left[\frac{2\gamma f - (\gamma+1)}{\gamma-1} \right]^{a_2}, \quad (2.4-20)$$

$$g = \left[\frac{2\gamma f - (\gamma+1)}{\gamma-1} \right]^{a_3} \left[\frac{5(\gamma+1)-2(3\gamma-1)f}{7-\gamma} \right]^{a_4} \left[\frac{\gamma+1-2f}{\gamma-1} \right]^{a_5}, \quad (2.4-21)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{13\gamma^2 - 7\gamma + 12}{(3\gamma-1)(2\gamma+1)}, & a_2 &= -\frac{5(\gamma-1)}{2\gamma+1}, & a_3 &= \frac{3}{2\gamma+1}, \\ a_4 &= \frac{13\gamma^2 - 7\gamma + 12}{(2-\gamma)(3\gamma-1)(2\gamma+1)}, & a_5 &= \frac{1}{\gamma-2}. \end{aligned} \right\} (2.4-22)$$

(2.4-17)、(2.4-20) 和 (2.4-21) 式就是强爆炸的解析解。

(2.4-3) 式引入的常数 ξ_0 , 可用爆炸释放的能量 E 应等于冲击波所包球体内气体的总能量这个关系来求得, 即

$$E = \int_0^R \left(\frac{\rho u^2}{2} + \frac{p}{\gamma-1} \right) 4\pi R^2 dR,$$

无量纲量化后得

$$\xi_0^5 \frac{32\pi}{25(\gamma^2-1)} \int_0^1 (\xi^4 g f^2 + \xi^5 h) d\xi = 1, \quad (2.4-23)$$

取 $\gamma = 1.4$ 时,

$$\xi_0 = 1.033 \quad \text{或} \quad \alpha = 1.175. \quad (2.4-24)$$

三、对于 $\gamma = 1.4$ 的理想气体，数值解的结果分别用图2.4-1和表2.4-1给出，波阵面上的参数可以写出：

$$p_s = 6.70E/R^2 \quad (\text{公斤/厘米}^2), \quad (2.4-25)$$

$$D = 28.1(E/\rho_0)^{1/2} R^{-3/2} \quad (\text{米/秒}), \quad (2.4-26)$$

$$\theta = 14.2 \times 10^{-3} (\rho_0/E)^{1/2} R^{5/2} \quad (\text{秒}). \quad (2.4-27)$$

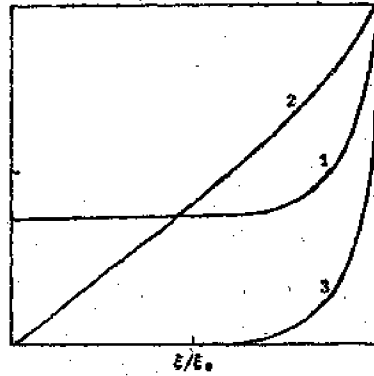


图2.4-1 $\gamma = 1.4$ 的自模解图
1— p/p_s ; 2— u/u_s ; 3— ρ/ρ_s .

表2.4-1 $\gamma = 1.4$ 的自模解

$\xi/\xi_0 = R/R_s$	$f = u/u_s$	$g = \rho/\rho_s$	$h = p/p_s$
1	1	1	1
0.9913	0.9814	0.8379	0.9109
0.9773	0.9529	0.6457	0.7993
0.9622	0.9237	0.4978	0.7078
0.9342	0.8744	0.3241	0.5923
0.9080	0.8335	0.2279	0.5241
0.8747	0.7872	0.1509	0.4674
0.8359	0.7397	0.0967	0.4272
0.7950	0.6952	0.0621	0.4021
0.7493	0.6496	0.0379	0.3856
0.6788	0.5844	0.0174	0.3732
0.5794	0.4971	0.0052	0.3672
0.4560	0.3909	0.0009	0.3656
0.3600	0.3086	0.0002	0.3655
0.2960	0.2538	0.0000	0.3655
0.2000	0.1714	0.0000	0.3655
0.1040	0.0892	0.0000	0.3655
0.000	0.000	0.0000	0.3655

我们用 θ 来专门表示冲击波到达 R_s 点的时间，式中 E 的单位为公斤TNT， R_s 单位为米。不同 γ 的强爆炸解见文献[2]。

以上理论结果能否描述实际的强爆炸过程需要用试验结果来检验。

1952年Taylor公布了高速摄影所拍摄的一组核爆炸火球照片(参考文献[3])，这次核爆

炸的当量约为 2 万吨 TNT，爆炸方式是塔爆。由该组照片所得火球半径与时间的关系见图 2·4-2，可以近似拟合为

$$R \sim Q^{1/5} t^{2/5} \quad (2\cdot4-28)$$

如果火球半径就是冲击波的半径（详细讨论见第八章），这就证明了自模拟解确实反映了强爆炸冲击波的传播规律。

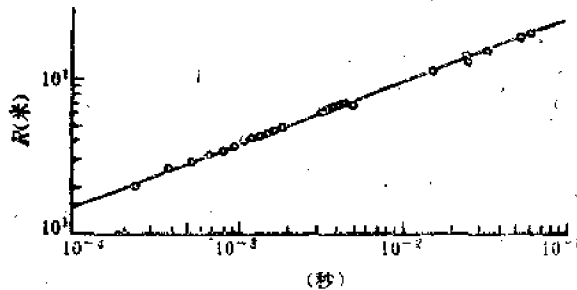


图2·4-2 火球半径与时间的关系

考虑光辐射过程对爆炸波影响的辐射流体力学计算（见第三章）结果表明，火球表面走时关系应为

$$R \sim E^m t^n \quad (2\cdot4-29)$$

n 略小于 0.4，而 m 又略大于 0.2。仔细分析核爆炸的火球照片所提供的数据证实， n 的指数略小于 0.4 的结论是正确的。

对于中等强度的冲击波（一般指 $0.02 < \frac{\Delta p}{p_0} < 10$ ），许多人在上述理论的基础上做了近似求解的工作，得出了一些结果，这里不再介绍。有兴趣的读者可参看文献[4]第二章。

§ 2.5 爆炸相似律

一、距爆心一定距离，描述冲击波的参量随时间变化的典型波形如图 2·5-1 所示。当冲击波以 t_0 时间到达该点后，空气压强突然升高到 $p_0 + \Delta p$ ，粒子速度或动压升高到 v ，或 $\frac{1}{2} \rho_0 v^2$ ，而后衰减，经过正相持续时间 τ_+ 恢复到未扰动时大气状态。接着开始负相，空气压强低于未扰动时大气压，减少的部分 Δp_- 称为负压，粒子做反方向运动，在某个时刻 Δp_- 达到最大值，最后空气完全恢复为原来状态，负相持续的时间用 τ_- 表示。冲击波参量随时间的变化过程，也是物体在冲击波作用下所受荷载的全过程。为了描述冲击波对物体的作用，通常引进冲量 I ，它定义为

$$I = \int_0^{t_0 + \tau_+} \Delta p(t) dt \quad (2\cdot5-1)$$

也就是定点波形图中的正相面积

一般说来，冲击波与爆炸能量，距爆源的距离，炸药的体积和传播的介质有关。如果忽略炸药的体积并在同一介质中来讨论冲击波的传播，那么问题就可以大大简化。

二、在强爆炸理论中，我们已经看到，在同一介质中，爆炸所产生的冲击波传播仅与爆炸的能量和传播的距离有关，而且传播满足自模拟条件。这就启示我们去寻求不同爆炸在相同介质中的相似规律。

由几何相似原理可知，两个球的体积比、面积比都可以建立与半径比的关系。

最通用的爆炸相似律，很类似球体积的几何相似，可以称为“立方根”相似律，引进无量纲的比例距离

$$R/E^{1/3}$$

那么冲击波阵面上超压仅有赖于这个比例距离，即

$$\Delta p_s = f(R/E^{1/3}) \quad (2.5-2)$$

不论 f 是什么函数形式，只要比例距离已知，则 Δp_s 即可由上式求出。这就是立方根相似律。强爆炸自模拟解的(2.4-25)式是(2.5-2)式的特殊形式。由此可以推断，在同一介质中，二个爆炸能量分别为 E_1 ， E_2 ，在不同距离 R_1 ， R_2 上超压 Δp_s 相同的条件是

$$\frac{R_1}{E_1^{1/3}} = \frac{R_2}{E_2^{1/3}} \text{ 或 } \frac{R_1}{R_2} = \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{1/3} \quad (2.5-3)$$

与 Δp_s 相类似，描述冲击波的其他参量如粒子速度 u ，时间 t ，冲量 I 都满足相似律，但 t ， I 需比例化，即

$$t/E^{1/3}, \quad I/E^{1/3}$$

则相似律可以写成

$$\left. \begin{aligned} \Delta p_s &= f_1(R/E^{1/3}), & u &= f_2(R/E^{1/3}), \\ t/E^{1/3} &= f_3(R/E^{1/3}), & I/E^{1/3} &= f_4(R/E^{1/3}). \end{aligned} \right\} (2.5-4)$$

大量的炸药爆炸试验结果证明，上述相似律与实测结果是符合得很好的。

三、对于核爆炸，由于冲击波传播的范围相当大，一般在这样的范围内，大气气压、密度、温度随高度的分布不再是均匀的。也就是说爆点和测点的大气条件并不相同，因此必须寻求在非均匀大气里的爆炸相似律。将大气的参数压强 p_0 ，声速 c_0 和描述冲击波的参数 p ， t ， I 组成无量纲量，即

$$p/p_0, \quad \frac{I c_0}{E^{1/3} p^{2/3}}, \quad \frac{I c_0 p_0^{1/3}}{E^{1/3}}$$

那么，这些量仅取决于无量纲距离

$$R p_0^{1/3} / E^{1/3}$$

现在用量纲分析来导出非均匀大气相似律的数学形式。

如果忽略炸药的尺寸，则冲击波阵面上的压强应是爆炸能量 E 、距离 R ，大气密度 p_0 。

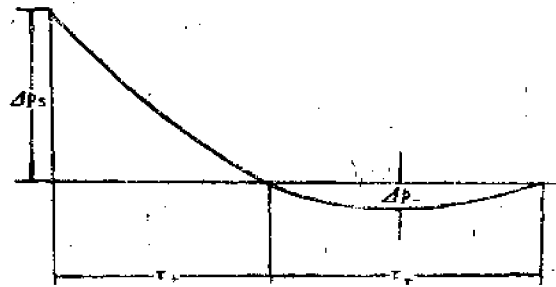


图2.5-1 冲击波波形示意图

大气声速 c_0 (或温度) 的函数, 即

$$p = p(E, R, \rho_0, c_0)。$$

根据量纲分析的 π 定理,

$$\pi = p^{a_1} E^{a_2} R^{a_3} \rho_0^{a_4} c_0^{a_5} \quad (2.5-5)$$

必须是无量纲的, 因此

$$\left. \begin{aligned} a_2 &= 3a_1 + 3a_4, \\ a_3 &= -a_4 - a_1, \\ a_5 &= 2a_4. \end{aligned} \right\} \quad (2.5-6)$$

代入 (2.5-5) 式得

$$\pi = \left(\frac{pR^3}{E} \right)^{a_1} \left(\frac{\rho_0 c_0^2 R^3}{E} \right)^{a_4}, \quad (2.5-7)$$

可见, π 由二个独立的无量纲量组成。因此 5 个参量的一般解可以写成

$$\phi\left(\frac{pR^3}{E}, \frac{\rho_0 c_0^2 R^3}{E}\right) = 0, \quad (2.5-8)$$

这就是非均匀大气相似律的数学形式。该相似律又称Sach相似律。

现在考虑在二个不同高度的均匀大气中的爆炸, 其参量分别用上标“0”和“h”相区别。将相似因子

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= \frac{p^{(h)}}{p^{(0)}}, & K_2 &= \frac{E^{(h)}}{E^{(0)}}, & K_3 &= \frac{R^{(h)}}{R^{(0)}}, \\ K_4 &= \frac{\rho_0^{(h)}}{\rho_0^{(0)}}, & K_5 &= \frac{c_0^{(h)}}{c_0^{(0)}} \end{aligned} \right\} \quad (2.5-9)$$

代入 (2.5-8) 式,

$$\phi\left(\frac{K_2}{K_1 K_3^3} \frac{p^{(h)} R^{(h)}}{E^{(h)}}, \frac{K_2}{K_4 K_3^3 K_5^2} \frac{\rho_0^{(h)} c_0^{(h)} R^{(h)3}}{E^{(h)}}\right) = 0, \quad (2.5-10)$$

由于 (2.5-8) 式与选择怎样高度的均匀大气无关, 因此 (2.5-10) 式应和 (2.5-8) 式的宗量相等, 即

$$\frac{K_2}{K_1 K_3^3} = 1; \quad \frac{K_2}{K_4 K_3^3 K_5^2} = 1. \quad (2.5-11)$$

可见五个相似因子中只有三个是独立的。如果我们给定了能量为 $E^{(0)}$ 和 $E^{(h)}$ 的两次爆炸, 其超压分别为

$$\Delta p^{(0)} = p^{(0)} - p_0^{(0)}, \quad \Delta p^{(h)} = p^{(h)} - p_0^{(h)},$$

式中 $p_0^{(0)}$, $p_0^{(h)}$ 为未扰动的大气压, 那么超压相等, 即

$$\frac{\Delta p^{(0)}}{p_0^{(0)}} = \frac{\Delta p^{(h)}}{p_0^{(h)}} \quad (2.5-12)$$

的条件是

$$R^{(h)} = R^{(0)} \left(\frac{E^{(h)}}{E^{(0)}} \right)^{1/3} \left(\frac{p_0^{(0)}}{p_0^{(h)}} \right)^{1/3} \quad (2.5-13)$$

考虑到

$$K_1 = \frac{p_0^{(h)}}{p_0^{(0)}}, \quad K_5 = \left(\frac{T_0^{(h)}}{T_0^{(0)}} \right)^{1/2}, \quad (2.5-14)$$

式中 $T_0^{(0)}$ 、 $T_0^{(h)}$ 为未扰动大气的温度。因此，当距离满足 (2.5-13) 式时，冲击波其它参量有下列关系：

$$\theta^{(h)} = \theta^{(0)} \left(\frac{E^{(h)}}{E^{(0)}} \right)^{1/3} \left(\frac{p_0^{(0)}}{p_0^{(h)}} \right)^{1/3} \left(\frac{T_0^{(0)}}{T_0^{(h)}} \right)^{1/2}, \quad (2.5-15)$$

$$\tau_+^{(h)} = \tau_+^{(0)} \left(\frac{E^{(h)}}{E^{(0)}} \right)^{1/3} \left(\frac{p_0^{(0)}}{p_0^{(h)}} \right)^{1/3} \left(\frac{T_0^{(0)}}{T_0^{(h)}} \right)^{1/2}, \quad (2.5-16)$$

$$I^{(h)} = I^{(0)} \left(\frac{E^{(h)}}{E^{(0)}} \right)^{1/3} \left(\frac{p_0^{(0)}}{p_0^{(h)}} \right)^{2/3} \left(\frac{T_0^{(0)}}{T_0^{(h)}} \right)^{1/2}. \quad (2.5-17)$$

上述结果在实际中有很广泛的应用。实际的爆炸往往都不是在海平面标准大气状态下实施的，总是和这种均匀大气状态有所差异。为了将实测结果换算成海平面标准状态下的数据以便应用，需要按上述相似律根据气象条件进行修正。同样，在高度 h 的爆炸，而在海平面进行测量，所得数据也需要利用上式进行修正，以求得在同一高度上均匀大气的实测数据。

相似律也给理论研究带来极大的方便，只要从理论上求得当量为 1kT 核爆炸在标准大气状态下的冲击波各参量，就可以根据相似律求得不同当量核爆炸在不同大气条件下的参量。

应当指出，上述相似律有一定的局限性，例如对于尚未脱离火球的冲击波，它的传播规律并不严格遵循相似律（见第八章的讨论），再如对 $\frac{\Delta p}{p_0} < 0.1$ 的弱冲击波，这里的相似律需要修正（见第六章）。但是，在有些相似律并不能严格成立的问题上，有时为了实用，不得不勉强采用上述相似律来近似计算冲击波参数，例如热空气层对冲击波传播的影响（见第五章），冲击波形成的空腔（见第十三章）等。这样做，虽然理论上并不严格，但在实用上还是个好的近似。

参 考 文 献

- [1] Л. И. 朗道, E. M. 栗弗席兹著, 彭旭麟译, 连续介质力学, 人民教育出版社, 1960.
- [2] B. И. 哥洛别尼可夫等人著, 戴家谱译, 点爆炸理论, 1962.
- [3] 第一章参考文献[1]
- [4] W. E. Baker, Explosions in Air, 1973.

第三章 冲击波在大气中传播

§ 3.1 引言

§ 2.4 的强爆炸自模拟解只能近似描述核爆炸强冲击波的传播过程，它要求忽略大气初压 p_0 ，而且只能适用于绝热指数 γ 为常数的理想气体，因此这种解不能描述冲击波传播的全过程。

随着电子计算机的广泛使用，近几十年来，利用这种计算手段对爆炸进行了大量数值计算，以寻求冲击波的传播规律。对于中等强度的冲击波（例如说， $10 > \frac{\Delta p}{p_0} > 0.1$ ），根据已知爆炸当量，能够算得与实测符合得比较理想的冲击波参数；对于更强或更弱的波，由于有不可忽略的其它因素的影响，需要用其它方法进行修正。

实际大气中的核爆炸可以用两种物理模型来逼近，一种是将爆炸源看成一个点源；另一种是按着真实情况，近似成一个有一定体积的球源。实际计算表明，当冲击波卷进空气的质量大约比爆炸的质量大10倍的距离上，点爆炸和球爆炸的计算结果基本一致。大气的热力学状态有的用真实空气的状态方程，也有的用 $\gamma = 1.4$ 的理想气体状态方程。

由于核爆炸存在着强烈的光辐射，辐射迁移过程不能不对冲击波的传播产生影响，尤其是早期强波阶段，这个影响不能忽略。将辐射迁移方程和流体力学方程相耦合对爆炸进行研究也取得了不少进展。

在计算方法上，有的用特征线法，有的用人造粘性法，也有的用激波凑合（或称击波装配）法。在坐标选择上，有的用拉格朗日坐标，也有的用欧拉坐标。我们在这里不可能做全讨论面的，只拟就我们认为比较实用的几个问题进行介绍，较全面的讨论可参看文献[1]所收集的文献。

§ 3.2 理想气体和真实空气的点爆炸数值解

理想气体的点爆炸已由 H. H. Goldstein 和 J. von Neumann^[1] 以及 Д. Е. Охотимский 等人^[2] 用激波凑合法进行过数值计算。对于真实空气的点爆炸 H. L. Brode^[3] 用人造粘性法也进行过数值计算。我们在改善空气状态方程的基础上用激波凑合法也做过计算。这些计算都提供了大量可供应用的数据。

本节只拟介绍真实空气和理想气体的点爆炸，是在欧拉坐标下用激波凑合法所做的数值解。在下一节再介绍真实空气球爆炸，是在拉格朗日坐标下用人造粘性法所做的数值解。

一、现在讨论初始密度为 ρ_0 ，初始压强为 p_0 的静止均匀大气中释放能量为 E 的点爆炸。在一维球对称的条件下，运动方程组写为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} = 0, \quad (3.2-1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p u}{\partial R} + \frac{2 p u}{R} = 0, \quad (3.2-2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\rho^{\gamma}} \right) + u \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{p}{\rho^{\gamma}} \right) = 0. \quad (3.2-3)$$

(3.2-3) 式可以化为

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial R} + \gamma p \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{2 \gamma p u}{R} = 0. \quad (3.2-4)$$

引进无量纲坐标和时间

$$\xi = R/R^{(0)}, \quad \tau = t/t^{(0)}, \quad (3.2-5)$$

式中 $R^{(0)}$, $t^{(0)}$ 为特征长度和特征时间, 定义为

$$R^{(0)} = (\alpha E/p_0)^{1/3}, \quad t^{(0)} = \left(\frac{\alpha E}{p_0} \right)^{1/3} p_0^{-1/2} \rho_0^{1/2} = \frac{R^{(0)}}{(p_0 \rho_0^{-1})^{1/2}}, \quad (3.2-6)$$

在 $\gamma = 1.4$ 的理想气体条件下, $\alpha = 1.175$.

将各参量无量纲化, 即

$$\bar{p} = p/p_0, \quad \bar{\rho} = \rho/\rho_0, \quad \text{或 } \bar{V} = V/V_0, \quad \bar{u} = u/(p_0 V_0)^{1/2} \quad (3.2-7)$$

$$\bar{e} = \alpha e/(p_0 V_0), \quad \bar{T} = T/T_0$$

则运动方程组 (3.2-1), (3.2-2) 及 (3.2-4) 式可化为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} = 0, \quad (3.2-8)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \tau} + \bar{u} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} + \gamma \bar{p} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \frac{2 \gamma \bar{p} \bar{u}}{\xi} = 0, \quad (3.2-9)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \xi} + \bar{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \frac{2 \bar{\rho} \bar{u}}{\xi} = 0. \quad (3.2-10)$$

再作变换

$$\tau = \tau, \quad \eta = \xi/\xi_0, \quad (3.2-11)$$

式中 ξ_0 为无量纲冲击波半径, 则 (3.2-8)~(3.2-10) 式化为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau} + \frac{\bar{u} - \eta D}{\xi_0} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} + \frac{1}{\rho \xi_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \eta} = 0, \quad (3.2-12)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \tau} + \frac{\bar{u} - \eta D}{\xi_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \eta} + \gamma \bar{p} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} + \frac{2 \gamma \bar{u} \bar{p}}{\eta \xi_0} = 0, \quad (3.2-13)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\bar{u} - \eta D}{\xi_0} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta} + \bar{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} + \frac{2 \bar{\rho} \bar{u}}{\eta \xi_0} = 0. \quad (3.2-14)$$

式中无量纲冲击波速度为

$$D = d\xi_0/d\tau, \quad (3.2-15)$$

而冲击波速度为

$$D = \bar{D}(\bar{p}_0 \bar{V}_0)^{1/2} \quad (3.2-16)$$

在对称点源条件下, 物质在中心是静止的, 因而中心条件为

$$\eta = 0 \text{ 时}; \quad \bar{u} = 0. \quad (3.2-17)$$

在冲击波阵面上, 由激波关系给出边界条件, 将 (2.2-8) 式化为

$$D = u / \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right),$$

并代入 (2.2-9) 式, 则

$$p - p_0 = \frac{\rho_0 u^2}{(1 - \rho_0/\rho)}.$$

上二式以及 (2.2-6) 式无量纲化后便得外边界条件, 即当 $\eta = 1$ 时,

$$\bar{p} - 1 = \bar{u}^2 / (1 - \bar{V}), \quad (3.2-18)$$

$$\bar{D} = \bar{u} / (1 - \bar{V}), \quad (3.2-19)$$

$$\bar{\varepsilon} - \bar{\varepsilon}_0 = \frac{1}{2} (\bar{p} + 1) (1 - \bar{V}). \quad (3.2-20)$$

(3.2-12)~(3.2-14) 式, (3.2-17) 式和 (3.2-18)~(3.2-20) 式再加上气体状态方程, 就是求解点爆炸的封闭方程组。

二、如果把空气近似成 γ 为常数的理想气体, 则状态方程可以写成

$$\varepsilon = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}, \quad p = (\gamma - 1)\rho c_v T, \quad (3.2-21)$$

式中 c_v 为定容比热。则边界条件可以改写成

$$\bar{p} = \frac{2}{\gamma + 1} \left(\bar{D}^2 - \frac{\gamma - 1}{2} \right), \quad (3.2-22)$$

$$\bar{p} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left(1 + \frac{2\gamma}{\bar{D}^2(\gamma - 1)} \right)^{-1}, \quad (3.2-23)$$

$$\bar{u} = \frac{2}{\gamma + 1} \left(\bar{D} - \frac{\gamma}{\bar{D}} \right). \quad (3.2-24)$$

对于真实空气, 状态方程有较完整的数据, 可参考 [5]、[6]、[7]。在不同的温度范围内, 一般都可以拟合成:

$$\varepsilon = a_1 T^{\alpha_1} \rho^{\beta_1}, \quad p = a_2 T^{\alpha_2} \rho^{\beta_2}, \quad (3.2-25)$$

式中常数 $a_1, a_2, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ 在不同温度区间取不同的值。为了符合绝热条件 (3.2-3) 式的形式和计算方便起见, 假设真实空气的状态方程仍然满足

$$\varepsilon = \frac{p}{(\gamma_e - 1)\rho}$$

的形式, 但 γ_e 已不再是定压比热和定容比热之比, 可称为等效绝热指数, 由下式决定

$$\gamma_e = 1 + p/\rho\varepsilon. \quad (3.2-26)$$

一般说来, γ_e 亦是 p, ρ 的函数。

如果将空气状态方程写成如下无量纲形式

$$\bar{p}\bar{V} = \bar{T}/\nu, \quad \nu = \nu(\bar{p}\bar{V}, \bar{V}), \quad (3.2-27)$$

$$\bar{e} = \bar{p}\bar{V} \frac{\mu-1}{2}, \quad \mu = \mu(\bar{p}\bar{V}, \bar{V}), \quad (3.2-28)$$

式中 ν 和 μ 并不是二个独立函数, 应满足普遍热力学关系

$$p + \left(\frac{\partial e}{\partial \bar{V}}\right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V. \quad (3.2-29)$$

为了进一步简化, 将 ν 仅看成 $\bar{p}\bar{V}$ 的函数, 相应地 μ 可以写成

$$\mu(\bar{p}\bar{V}, \bar{V}) = \mu_0(\bar{p}\bar{V}) - \mu_1(\bar{p}\bar{V}) \ln \bar{V}. \quad (3.2-30)$$

在上述近似下, 由(3.2-29)式可建立 μ 、 ν 的关系为

$$\mu_1(g) = \frac{2g\nu'(g)}{\nu + g\nu'(g)}, \quad g = \bar{p}\bar{V}, \quad (3.2-31)$$

式中 ν' 为 ν 对宗量 $\bar{p}\bar{V}$ 的微商。

由此, 可以利用空气状态方程的数据拟合成统一的形式

$$\nu(g) = \frac{486.8}{1000 + g^2} + \frac{3860 + g}{7500 + 16.5g}, \quad (3.2-32)$$

$$\begin{aligned} \mu_0(g) = 1 + & \frac{18.494 + 3g}{3.299 + g} + \frac{900(g-1)}{2810 + g^2} + \frac{1400(g^2-1)}{5 \times 10^8 + g^2} \\ & + \frac{3.5 \times 10^4(g-1)}{1 \times 10^7 + g^2} + \frac{1920(g^2-1)}{2.56 \times 10^8 + g^2} + \frac{3 \times 10^5(g^2-1)}{1.08 \times 10^{14} + g^3} \\ & - \frac{100(g^2-1)}{5 \times 10^{11} + g^8}, \end{aligned} \quad (3.2-33)$$

$$\mu_1(g) = \frac{2g\nu'(g)}{\nu(g) + g\nu'(g)}. \quad (3.2-34)$$

由上述逼近式求得 γ 的误差一般不超过(1—2)%, e 的误差不超过5%。

三、将 (τ, η) 空间中的计算区域用相互垂直的直线划分成网络, τ 的格点用 $n, n+1$, 格点用 $j, j+1$ 来标志, 格子中心采用如下差分

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial \tau}\right)_{j+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{2\Delta\tau} [\psi_{j+1}^{n+1} - \psi_{j+1}^n + \psi_j^{n+1} - \psi_j^n], \quad (3.2-35)$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta}\right)_{j+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{2\Delta\eta} [\psi_{j+1}^{n+1} - \psi_{j+1}^n + \psi_{j+1}^{n+1} - \psi_j^n]. \quad (3.2-36)$$

将(3.2-12) — (3.2-14)式进行上述差分可得运动方程的差分方程组。该方程组连同激波关系(3.2-18) — (3.2-20)式和(3.2-17)式便可以决定冲击波本身的运动和波后的流场分布。

波阵面上参量可以用激波凑合法给出。先给定第 $n+1$ 层上的冲击波速度 D^{n+1} 和比

容 $\bar{p}^{(n+1)}$ 一个初值, 令其等于 n 层上冲击波速度 \bar{D}^n 和比容 \bar{v}^n , 利用激波关系中 (3·2-18) 和 (3·2-19) 式求得 \bar{u}' , \bar{p}' , 固定 \bar{u}' , 再代入 (3·2-18) — (3·2-20) 进行联解, 以确定 \bar{p} 、 \bar{v} 。求解中取下列迭代

$$\bar{v}^{i+1} = \bar{v}^i - \frac{\bar{e}^i - \bar{e}_0 - \frac{1}{2}(\bar{p}^i + 1)(1 - \bar{v}^i)}{\left(\frac{\partial \bar{e}}{\partial \bar{v}} + \frac{\bar{p} - 1}{1 - \bar{v}} \frac{\partial \bar{e}}{\partial \bar{p}}\right)^i + 1}, \quad (3\cdot2-37)$$

式中

$$\bar{p}^i = 1 + \frac{\bar{u}'^2}{1 - \bar{v}^i}. \quad (3\cdot2-38)$$

\bar{p}' 的初值为 \bar{p}^i , \bar{v}' 的初值为 \bar{v}^i , 求得满足精度要求的 \bar{v}^{i+1} 以及 \bar{p}^{i+1} , 即为 $(n+1)$ 层的值。再由 (3·2-18), (3·2-19) 式和 (3·2-20) 式分别求得 \bar{u}^{i+1} 、 \bar{D}^{i+1} 和 \bar{e}^{i+1} 。这样, $(n+1)$ 层上冲击波阵面的参量便完全确定。这种方法就是利用前一时间已知波阵面上参量, 作为后一时间波阵面参量的初值, 而后通过激波关系反复迭代, 以求得后一时间激波阵面上参量。

四、为了对差分方程组进行求解, 必须给出某个时刻 τ_0 冲击波的位置及其流场, 即给出初值。用点爆炸自模拟解给出初值是适宜的。对于理想气体点爆, 可直接用 $\gamma = 1.4$ 的理想气体自模拟解作初值。

对于真实空气点爆, 不能直接引用 $\gamma = 1.4$ 理想气体自模拟解作为初值。计算结果表明, $\gamma = 1.3$ 的理想气体自模拟解能够较好地反映高压阶段真实空气的冲击波现象, 并且这样的自模拟解, 其扰动区的总能量和用状态方程 (3·2-27), (3·2-28) 式计算出的扰动区域中的总能量相平衡。对于 $\gamma = 1.3$ 的理想气体, 自模拟解中 $\alpha = 0.8569$, τ_0 的选择应保证条件

$$\bar{p} \gg \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}$$

得到满足。

在一维球对称问题中, 运动方程组出现 $2\rho u/R$ 项, 当 $R = 0$ 即 $\eta = 0$ 将出现奇点, 因此求得运动方程组在 $R = 0$ 附近的渐近解, 以代替数值计算的差分解, 详细情况可参看文献 [3]。

关于差分方程的稳定性及有关的数学问题, 请参看 R. D. Richtmyer 的书 [8]。

五、现在以 $\gamma = 1.4$ 理想气体为主来介绍计算结果, 然后讨论真实空气和理想气体计算结果的异同。

表 3·2-1 给出了在标准大气状态下, $E = 1 \text{ kT}$ 在理想气体中爆炸的计算结果。大气标准状态取

$$p_0 = 1.033 \text{ 公斤/厘米}^2, \rho_0 = 0.125 \text{ 公斤} \cdot \text{秒}^2/\text{米}^4, T_0 = 288 \text{ K}.$$

冲击波走时曲线见图 3·2-1。

冲击波超压峰值 Δp 随距离 R 的衰减见图 3·2-2。根据爆炸当量 Q 中力学所占有的能量 E 的关系, 再利用相似律, 数值结果可以用下列展开式拟合

表3-2-1 标准大气状态下 $Q=1$ 千磅, 理想气体点爆炸理论计算结果

距爆心的距离R (米)	超压 ΔP_s (公斤/厘米 ²)	波阵面速度 D (米/秒)	正压作用时间 τ_s (秒)	到达时间 θ (秒)	波阵面粒子速度 u_s (米/秒)	波阵面的密度 ρ_s (公斤/秒 ² /米 ³)	动压 q (公斤/厘米 ²)	波阵面温度 T _s (K)	波阵面的声速 c (米/秒)
35	94.0	3022	0.164	4.65×10^{-3}	2485	0.7053	218.2	4849	1395
40	63.5	2192	0.164	6.48×10^{-3}	2036	0.6861	142.5	3864	1165
50	33.0	1812	0.164	1.13×10^{-2}	1455	0.6376	67.67	1920	878.0
60	19.7	1416	0.164	1.76×10^{-2}	1111	0.5822	36.02	1280	717.0
70	12.8	1159	0.156	2.54×10^{-2}	882.3	0.5243	20.45	947.5	616.8
80	8.90	984.6	0.144	3.49×10^{-2}	722.2	0.4698	12.27	758.6	552.0
100	4.90	765.3	0.133	5.80×10^{-2}	511.6	0.3774	4.95	562.8	475.4
120	3.15	646.4	0.130	8.61×10^{-2}	389.4	0.3146	2.39	474.9	436.7
150	1.90	545.8	0.138	1.37×10^{-1}	278.1	0.2550	9.88×10^{-1}	409.4	405.5
200	1.03	463.1	0.170	2.38×10^{-1}	177.7	0.2039	3.21×10^{-1}	360.2	380.3
250	0.682	425.5	0.197	3.51×10^{-1}	128.1	0.1798	1.47×10^{-1}	338.6	368.7
300	0.492	403.5	0.220	4.70×10^{-1}	97.43	0.1648	7.83×10^{-1}	325.9	361.8
400	0.308	381.0	0.258	7.27×10^{-1}	64.59	0.1505	3.14×10^{-1}	312.8	354.4
500	0.218	369.5	0.290	9.94×10^{-1}	47.14	0.1433	1.59×10^{-1}	306.0	350.6
600	0.166	362.7	0.318	1.272	36.57	0.1390	9.31×10^{-2}	301.9	348.2
700	0.133	358.3	0.342	1.542	29.66	0.1363	6.00×10^{-2}	299.3	346.7
800	0.110	355.2	0.364	1.825	24.74	0.1344	4.12×10^{-2}	297.4	345.6
900	0.0942	353.0	0.392	2.105	21.32	0.1330	3.03×10^{-2}	296.1	344.8
1000	0.0815	351.3	0.403	2.387	18.54	0.1319	2.27×10^{-2}	295.0	344.2
1500	0.0483	346.7	0.443	3.835	11.13	0.1291	8.01×10^{-3}	292.2	342.6
2000	0.0336	344.7	0.472	5.274	7.79	0.1279	3.88×10^{-3}	291.0	341.8
2500	0.0254	343.6	0.496	6.750	5.91	0.1272	2.22×10^{-3}	290.2	341.4
3000	0.0204	342.9	0.515	8.220	4.75	0.1268	1.43×10^{-3}	289.8	341.2

$$\Delta p_s = a_1 \frac{Q}{R^3} + a_2 \frac{Q^{2/3}}{R^2} + a_3 \frac{Q^{1/3}}{R},$$

在不同距离范围内, a_1 、 a_2 、 a_3 取值不同, 例如在 $76 \text{ 米}/(\text{千吨})^{1/3} < R/Q^{1/3} \leq 860 \text{ 米}/(\text{千吨})^{1/3}$

$$\Delta p_s = 86.8 \frac{Q^{1/3}}{R} + 8350 \frac{Q^{2/3}}{R^2} + 3.3 \times 10^6 \frac{Q}{R^3} - 0.016, \quad (3-2-39)$$

式中 Q 单位为千吨, R 单位为米, Δp_s 单位为公斤/厘米²。

波阵面上粒子速度、密度、动压、温度都可以利用理想气体的激波关系, 通过超压 Δp_s 求出, 即

$$\frac{u_s}{c_0} = \frac{5}{7} \frac{\Delta p_s / p_0}{\left(1 + \frac{6}{7} \frac{\Delta p_s}{p_0}\right)^{1/2}}, \quad (3-2-40)$$

$$\rho_s = \rho_0 \frac{1 + \frac{6}{7} \frac{\Delta p_s}{p_0}}{1 + \frac{1}{7} \frac{\Delta p_s}{p_0}}, \quad (3-2-41)$$

$$q_s = 2.5 \frac{(\Delta p_s)^2}{\Delta p_s + 7p_0}, \quad (3-2-42)$$

$$T_s = T_0 \left(1 + \frac{\Delta p_s}{p_0}\right) \frac{1 + \frac{1}{7} \frac{\Delta p_s}{p_0}}{1 + \frac{6}{7} \frac{\Delta p_s}{p_0}}, \quad (3-2-43)$$

式中

$$c_0 = 20.04 \sqrt{T_0} = 340 \text{ 米/秒}。$$

现在介绍冲击波波后的流场随空间和时间的变化。图 3-2-3、3-2-4 给出了超压和动压的定点 (以固定超压峰值) 正压时间剖面。典型波形的示意图可参见图 2-5-1。

图 3-2-5、3-2-6 给出了超压和粒子速度的定时空间剖面。图 3-2-7 给出了不同时刻空间波形的示意图。

由空间剖面图可见, 在超压很强, 例如 $\bar{p} > 3.4$ 时, 即 τ_0 和 τ_1 时刻, 波后压强的空间分布比较平坦, 即爆心处压强大于静止空气的大气压, 相当于示意图中的 t_1 。随着冲击波向外传播, 在时刻 τ_2 , 爆心处的压强降低到略高于爆前静止空气的大气压时, 波后超压大体按距波阵面距离作指数衰减, 相当于示意图中的 t_2 。当冲击波进一步向外传播时, 当 $\tau > \tau_3$ 时间后, 波尾出现负压区, 即爆心附近的压强低于静止空气的大气压, 见示意图中的 t_3 。这里顺便指出, 正由于爆心附近出现了负压区, 周围的空气必然要大量涌入, 造成强大的抽吸作用。这是造成核爆炸火球烟云翻滚和尘柱上升的原因之一。当 $\tau > \tau_3$ 后, 爆心附近负压区消失, 大气恢复到爆前状态, 整个扰动区脱离爆心向外传播。

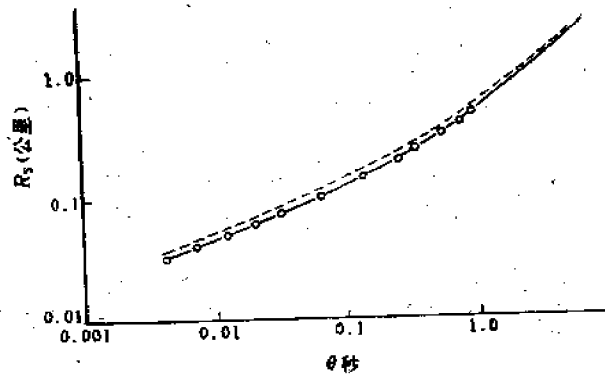


图3·2-1 标准大气条件下 $E = 1$ 千吨的爆炸，冲击波到达时间随距离的变化

- 辐射流体力学计算结果；
- 实际空气点爆计算结果；
- 理想气体点爆计算结果。

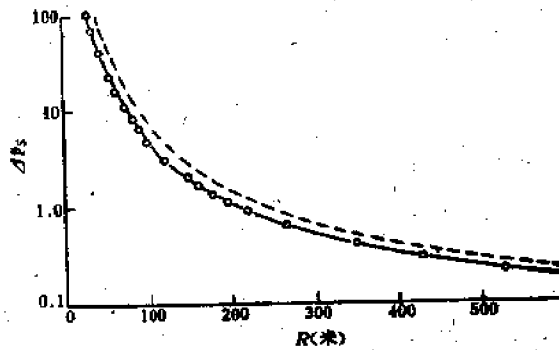


图3·2-2 标准大气条件下 $E = 1$ 千吨的爆炸，超压随距离的变化

- 辐射流体力学计算结果；
- 实际空气点爆计算结果；
- 理想气体点爆计算结果。

冲击波定点的时间剖面对于分析物体受波冲击后的响应是很重要的，也是实测中可以得到的冲击波波形，因此需要分析有关它的特征量的变化规律。中等超压以下的典型波形如图2·5-1所示。由图可以看出，当冲击波到达某点时，压强突然升高到峰值 Δp ，粒子速度和动压也同时到达峰值。理论计算结果几乎是垂直升高的，即达到峰值的上升时间几乎是零，实测结果表明，上升到峰值有一段时间。到达峰值以后，开始随时间下降，超压基本上按指数

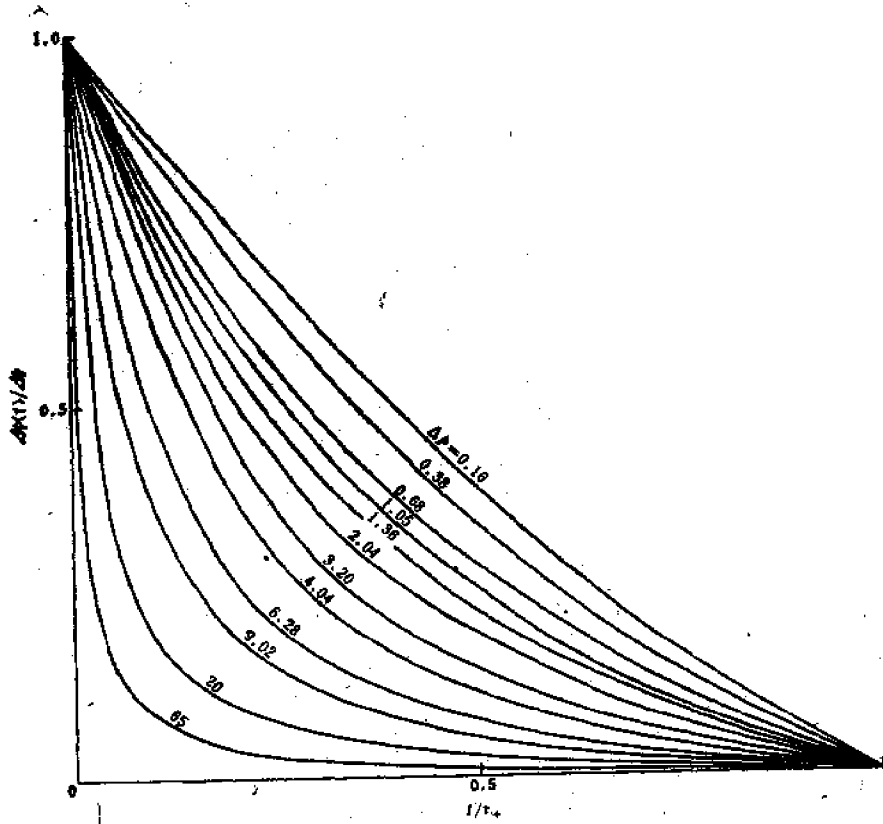


图3-2-3 在不同超压峰值下，超压的时间剖面

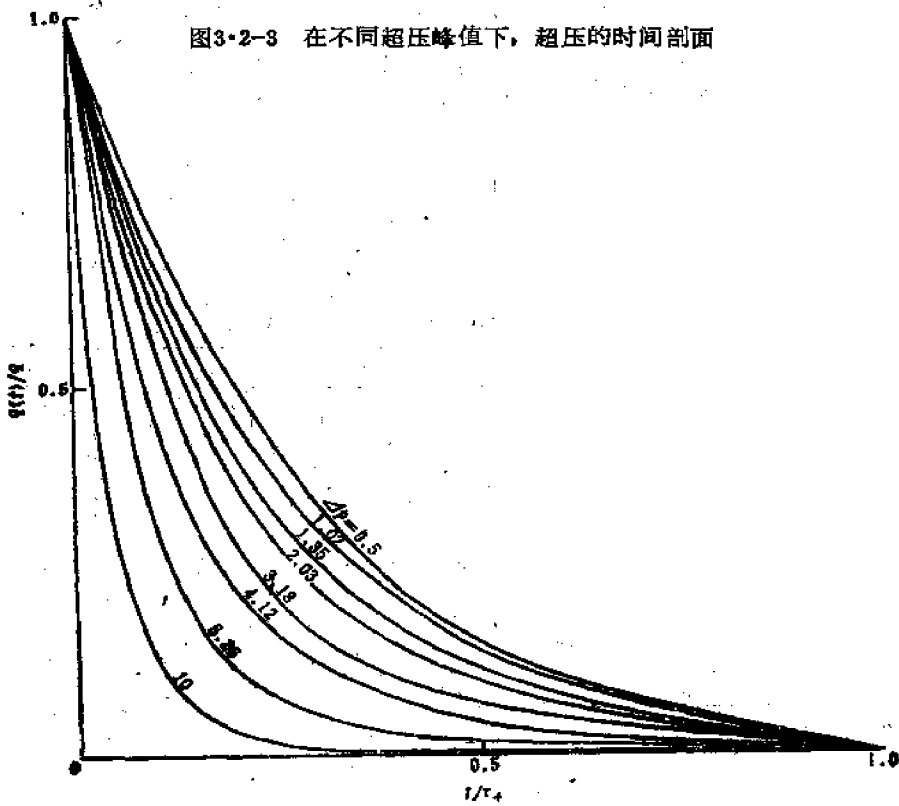


图3-2-4 在不同超压峰值下，动压的时间剖面

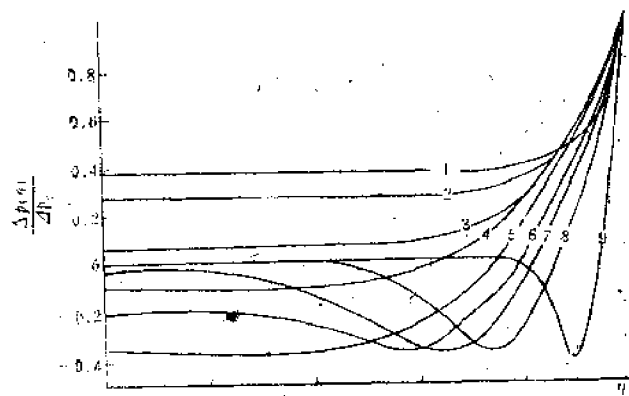


图3-2-5. 超压定时空间剖面 (τ 值见附表)

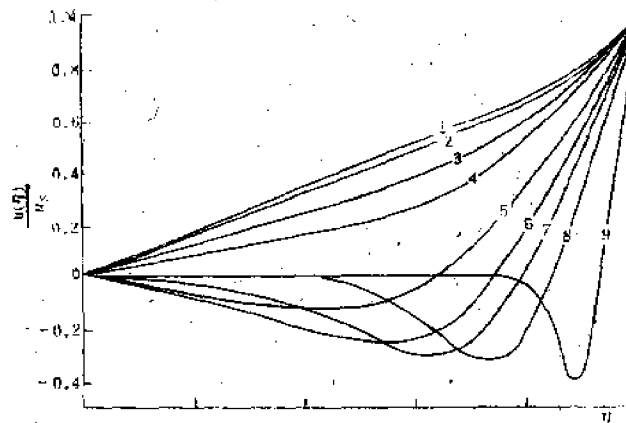


图3-2-6 粒子速度定时空间剖面 (τ 值见附表)

图3-2-5、3-2-6中 τ 的数据

	τ	t (秒)	R_s	Δp_0 (大气压)
1	0.0003712	0.00128	42.05	799
2	0.03493	0.1204	265.7	9.187
3	0.1033	0.3560	434.0	3.435
4	0.1734	0.5977	563.5	2.393
5	0.4165	1.436	932.8	1.657
6	0.7243	2.479	1347	1.316
7	1.027	3.541	1735	1.227
8	1.694	5.842	2563	1.143
9	5.886	20.30	7580	1.059

律下降到零,动压下降更快些(参看图 3·2-6)。过零后,压强低于波前静止大气压,出现负压,而粒子速度则由原来和波运动方向同向,转为相反方向,负压逐渐下降到负压峰值 Δp_- ,反向粒子速度也大体到达峰值,而后逐渐回升到零,即恢复到静止大气状态。

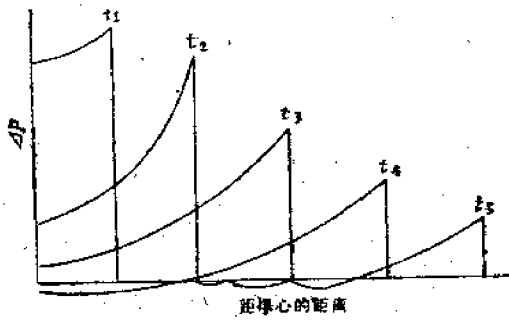


图3·2-7 不同时刻空间波形示意图

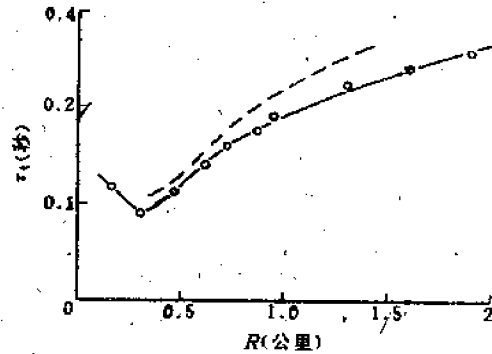


图3·2-8 标准大气条件下 $E=1$ 千吨的爆炸,正压作用时间随距离的变化
 - - - 辐射流体力学计算结果;
 ○ 实际空气点爆计算结果;
 — 理想气体点爆计算结果

超压随时间的变化可以拟合为

$$\Delta p(t) = \Delta p_+ \left(1 - \frac{t}{\tau_+}\right) e^{-\omega t / \tau_+}, \quad (3-2-44)$$

式中 t 为冲击波到达时算起的时间, ω 为无量纲量系数, 与 Δp_+ 有关, 例如当 $\Delta p_+ \leq 4$ 公斤/厘米², 可以近似取为

$$\omega = 0.5 + 0.8\Delta p_+, \quad (3-2-45)$$

τ_+ 随 R 的变化见图 3·2-8。

τ_+ 的大小与 Δp_+ 有关, 例如当 2 公斤/厘米² $\geq \Delta p_+ > 0.1$ 公斤/厘米² 时, τ_+ 可以拟合为

$$\tau_+ = 0.172 \Delta p_+^{-0.348} Q^{1/3} \text{ (秒)}. \quad (3-2-46)$$

Δp_+ 在一定的距离范围内, 保持一个定值。

当 $\frac{R}{Q^{1/3}} \leq 110$ 米/(千吨)^{1/3},

$$\Delta p_+ \approx 0.23 \text{ 公斤/厘米}^2. \quad (3-2-47)$$

当 $\frac{R}{Q^{1/3}} > 110$ 米/(千吨)^{1/3} 时,

$$\Delta p_+ = 25.3 \frac{Q^{1/3}}{R} \text{ (公斤/厘米}^2\text{)}. \quad (3-2-48)$$

τ_+ 几乎与距离无关, 仅依赖于当量, 即

$$\tau_+ \approx 1.07 Q^{1/3} \text{ (秒)}. \quad (3-2-49)$$

冲量 I 可以拟合为简单形式, 即

$$I = \int_0^{\infty} \Delta p(t) dt = 12.8 \frac{Q^{1/3}}{R} \text{ (公斤·秒/厘米}^2\text{)}。 \quad (3.2-50)$$

前面所有式子中， Q 单位取千吨， R 取米。

其它的量，如负压随时间的变化，动压 q 随时间的变化虽都可以拟合为解析表达式，这里就不再一一写出。

六、为了比较理想气体和真实空气中的冲击波传播，在图3·2-1和图3·2-2中还给出了真实空气的计算结果。由走时曲线可见，冲击波到达某点的时间，真实空气中的比理想气体中的长，即前者冲击波传播速度要比后者慢。随着距离增大，二者均趋向于静止大气声波的走时。与之相对应的，图3·2-2表明，在同一位置上，真实空气冲击波超压都低于理想气体冲击波的超压。在相当宽的范围内，二条超压衰减曲线大体平行。这是因为真实大气中的爆炸由于有分子分解和分子、原子电离等耗散能量的因素存在，使得爆炸产生冲击波的效率低于理想气体。如果在理想气体的 Δp 衰减曲线上将距离 R 乘上因子 $\beta^{1/3}$ ，能使其与真实空气的衰减曲线相一致。换句话说，就超压峰值而言，真实空气中的爆炸仅与理想气体中 β 倍能量的爆炸相等价。严格说来 β 值与 Δp 有关，但在(0.1—10)大气压范围内， $\beta = (0.65—0.7)$ 。由此可见，当量为 Q 的核爆炸仅有(0.5—0.6)的能量转化为冲击波的能量。或者粗略地说，核爆炸产生冲击波的效率仅及化学爆炸的一半。

以上讨论的是冲击波在均匀大气中传播的理论结果。实践证明：理论结果基本上可以用来描述爆炸冲击波的传播规律。

Δp 在0.1到10个大气压范围内，与实测结果比较表明，超压峰值在5%的范围内与实际符合，前面拟合的理论公式(3·2-39)式或表3·2-1能够较准确地反映实测超压。当 Δp 超过上述限制的范围时，就需要考虑光辐射和气象条件等的影响以进行修正，但其基础仍然是表3·2-1所列结果。

正压作用时间 τ_+ ，不论是实际气体还是理想气体点爆理论结果都比实测普遍偏低。其原因在于理论计算中没有考虑实际爆炸为球源以及光辐射对流体力学过程影响带来的偏差。这种偏差可用辐射流体力学计算来修正(参见图3·2-8中的虚线)，修正后的值基本上与实测值一致。如果将点爆计算结果中能量增加一倍，则 τ_+ 与实测符合的程度大为改善。在拟合(3·2-46)式中，就采用了这个办法。

冲击波的波形 $\Delta p(t)$ 在没有影响冲击波的因素时，理论结果和实测比较一致；正相冲量与实测符合得比较理想，误差不大。

关于负相区，负压峰值的拟合公式(3·2-47) — (3·2-48)与实测基本一致。但近距离的 τ_- 则与实测偏离较大，理论值偏高；远距离 τ_- 即(3·2-49)式基本上与实测值相符。 τ_- 的偏差是理论本身的缺点造成的。在点源和波后气体作绝热膨胀这两个假定下，爆心附近始终相当稀疏，比内能一直相当高，而且 τ_- 是常数，因此冲击波的空间和时间波形的负相难以反映实际情况。这不仅使得 τ_- 数值偏高，而且反映不出负相区出现的次冲击波。

§ 3.3 真实空气球爆炸的辐射流体力学计算

有关光辐射的理论基础，光辐射迁移过程以及和流体力学过程的耦合，将在第五章中讨

论。这里仅着重考虑含辐射能流的球爆炸的流体力学过程。在方法上采用拉格朗日坐标中的人造粘性法^[1, 4, 8, 9]。

一、首先讨论一维平面条件下既有粘性又有能流在欧拉坐标下的流体力学运动方程组。粘性和能流的存在不影响质量守恒定律的表达式，重复写出

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \quad (3.3-1)$$

如果气体中存在着粘性 q' 则动量守恒方程应写成

$$\rho \frac{du}{dt} = - \frac{\partial}{\partial x} (p + q') \quad (3.3-2)$$

式中 q' 为由粘性产生的内摩擦力。真实粘性 q' 与质点速度梯度成正比，即

$$q' = - \frac{4}{3} \eta \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.3-3)$$

式中 η 为气体的粘滞系数。

如果气体中有光源，单位面积单位时间输送给气体的能量即能流为 S_R ，则能量守恒方程中既要考虑粘性所耗散的能量，又要考虑能流的贡献，可以写成

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \varepsilon + \frac{\rho u^2}{2} \right) = - \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) + p u + q' u + S_R \right] \quad (3.3-4)$$

(3.3-1)、(3.3-2)和(3.3-4)式为考虑粘性和能流的流体力学运动方程组。

上面讨论中，隐含着 S_R 是已知函数的假定。实际上能流需从辐射迁移方程解出，构成辐射迁移和流体力学过程的耦合。辐射流体力学对核爆炸的研究不仅在于给出有关火球参数（见第七、八章），而且可用以论证前节所介绍的点爆炸理论的可靠性和准确程度，因此有关冲击波部分，将在本节中进行介绍。

二、把在第二章所讨论的激波看成是一个几何的面，这是不符合物理实际的。由冲击压缩导致的熵增[见(2.2-25)式]可以判断冲击压缩过程中必伴有不可逆过程，例如粘性、热传导等能量耗散过程。考虑到这些不可逆过程，激波不再是几何的面，而具有一定厚度和结构的过渡层。

为了了解冲击波阵面即激波的结构和人造粘性的物理含义，忽略能流 S_R ，仅讨论粘性对激波的影响。在定常条件下，(3.3-1)、(3.3-2)和(3.3-4)式可以写成

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \quad (3.3-5)$$

$$\frac{d}{dx} (p + \rho u^2 + q') = 0 \quad (3.3-6)$$

利用热力学第二定律

$$T ds = d\varepsilon + p dV \quad ,$$

并将(3.3-3)式代入后，得

$$\rho u T \frac{ds}{dx} = - q' \frac{du}{dx} = \frac{4}{3} \eta \left(\frac{du}{dx} \right)^2 > 0 \quad (3.3-7)$$

当 $x \rightarrow \pm\infty$, 即趋向波前、波后状态时, 上述导数都趋于 0, 即

$$p = p_1, \quad \rho = \rho_1, \quad u = v_1, \quad q' = 0, \quad \text{当 } x = +\infty \quad (3.3-8)$$

$$p = p_0, \quad \rho = \rho_0, \quad u = v_0, \quad q' = 0, \quad \text{当 } x = -\infty$$

这就是求解方程组的边界条件。由此可得 (3.3-5)、(3.3-6) 及 (3.3-7) 式的首次积分:

$$\rho u = \rho_0 v_0, \quad (3.3-9)$$

$$p + \rho u^2 + q' = p_0 + \rho_0 v_0^2, \quad (3.3-10)$$

$$\rho u \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) + q' u = \rho_0 v_0 \left(\varepsilon_0 + p_0/\rho_0 + \frac{v_0^2}{2} \right). \quad (3.3-11)$$

利用理想气体状态方程 $e = \frac{p}{(\gamma-1)\rho}$, 由 (3.3-10) 及 (3.3-11) 式可以求得 [8]

$$\begin{aligned} -q' &= \frac{4}{3} \eta \frac{du}{dx} = p - p_0 - \rho_0 v_0^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) \\ &= \frac{\gamma+1}{2} \rho_0^2 v_0^2 \rho \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho} \right) \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right), \end{aligned} \quad (3.3-12)$$

或写成

$$-q'/\rho = \frac{\gamma+1}{2} \rho_0^2 v_0^2 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right) \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho} \right) < 0, \quad (3.3-13)$$

即

$$du/dx < 0. \quad (3.4-14)$$

上述讨论的结果可以用 ρ , u 和 q' 在激波层中分布示意图 3.3-1 来说明。在 $x = +\infty$ 的波前、和 $x = -\infty$ 的波后 $du/dx = 0$, 当气体状态通过激波层时必有 $du/dx < 0$ 或 $\frac{d\rho}{dx} > 0$, 这说明在激波上只能是压缩过程而不可能是膨胀过程。从另一方面来看, 粘性项 q' 只影响激波上的状态量, 但并不影响波后的状态。

激波的有效厚度可以作如下估算: 因为

注:

$$\varepsilon = p/(\gamma-1)\rho$$

由 (3.3-11) 式

$$-q'/\rho = \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p}{\rho} - \frac{p_0}{\rho_0} \right) + \frac{1}{2} \rho_0^2 v_0^2 \left(\frac{1}{\rho^2} - \frac{1}{\rho_0^2} \right).$$

将 (3.3-10) 式解出 p/ρ 代入后, 得

$$-q'/\rho = \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right) \left\{ \rho_0^2 v_0^2 \left[\frac{\gamma-1}{2\gamma} \left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho_0} \right) + \frac{1}{\rho} \right] + p_0 \right\}.$$

利用 $x = +\infty$ 的边界条件 $\rho = \rho_1$, $q' = 0$, 由上式可得出 p_0 再代回原式, 便可以得 (3.3-13) 式。

$$\frac{v_0 - v_1}{\Delta x} = \left| \frac{du}{dx} \right|_{\max}$$

则有效厚度为

$$\Delta x = \frac{v_0 - v_1}{\left| \frac{du}{dx} \right|_{\max}} \quad (3.3-15)$$

在气体中粘滞系数 $\eta \sim \rho_0 \bar{v} \lambda$ ，其中 λ 为分子平均自由程， \bar{v} 为分子平均速率，其值与声速 c_0 同量级，故 $\eta \sim \rho_0 c_0 \lambda$ 。 $\left| \frac{du}{dx} \right|_{\max}$ 的量级可以估为

$$\left| \frac{du}{dx} \right|_{\max} \sim c_0 / \lambda$$

波后粒子速度 $v_0 - v_1$ 的量级可以估计如下：

$$v_0 - v_1 \sim \frac{p_1 - p_0}{p_0} c_0$$

所以

$$\Delta x \sim \lambda \frac{p_0}{p_1 - p_0} \sim \lambda \frac{\rho_0}{\rho_1 - \rho_0} \quad (3.3-16)$$

可见，激波厚度为分子自由程的量级。

激波结构是物理上的真实情况。这个事实表明，把激波看作几何间断面，只是一个近似。反过来说，即使激波是几何间断面，由于粘性的作用，也可以将它光滑成连续过渡层。

从上面的讨论可得出一个重要的结论：在一维平面激波的情况下，粘性仅在激波过渡层中起光滑作用，但并不影响波后状态。在粘性原可以忽略的气体爆炸问题中，如果人为地引进粘性，使间断面光滑，但又不影响波后流场，那么在数学上就可以避开间断面处理所带来的困难。

三、在爆炸力学问题中，冲击波阵面作为几何间断面，从物理上看也难以自治。因为波阵面内所包含的气体流场满足等熵（绝热）条件，而通过波阵面（即激波）粒子的熵必增大，换句话说，激波关系不满足等熵条件。所以用激波关系作为绝热条件下运动方程组的边界条件，并不那么令人满意。

实际爆炸过程中，除了主冲击波外，由于种种原因，例如波在中心的反射，波后流场中还可能产生其它冲击波，例如负压区的次冲击波，有时有好几个次波存在，这是球爆炸必然出现的现象，用激波凑合法就难以反映这些情况。

R. D. Richtmyer, J. von Neumann (1950) 根据上面讨论的粘性可以使间断面光滑化的效应，提出了用人造粘性的方法来避免直接应用激波关系所提供的间断条件，从而克服了

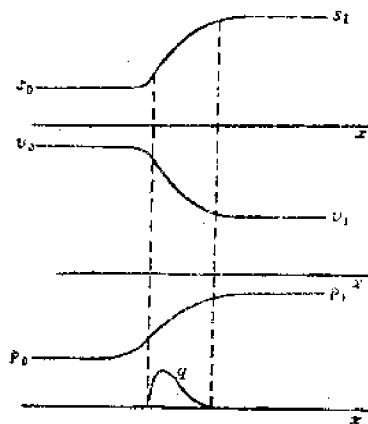


图3-3-1 激波结构示意图

上述困难。

R. D. Richtmyer, J. von Neumann 引进的人造粘性的形式为

$$q = \begin{cases} \rho l^2 \left(\frac{du}{dx} \right)^2, & \text{当 } \frac{du}{dx} < 0 \\ 0, & \text{当 } \frac{du}{dx} \geq 0 \end{cases} \quad (3.3-17)$$

式中 l 为具有长度量纲的常数。根据热力学第二定律, (3.3-17) 式应满足

$$\rho l^2 \left(\frac{du}{dx} \right)^3 \leq 0, \quad (3.3-18)$$

因此激波上必有 $\frac{du}{dx} < 0$ 。

如果激波以速度 D 运动, 引进 $\omega = x - Dt$ 作为变量。对于行波解, 有

$$q = \rho l^2 \left(\frac{du}{d\omega} \right)^2, \quad (3.3-19)$$

而且在阵面上必有 $du/d\omega \leq 0$ 。

在一维平面激波情况下, 光滑后的过渡层如图 3.3-1 所示。这个被光滑后的激波与间断面有同样的传播速度, 且熵的增量也相同。

但是, 正因为 p 、 ρ 、 u 在激波层中是连续分布的, 如何准确确定冲击波阵面所在的位置, 便成为人造粘性法的一个重要问题。对于平面定常激波, 提出人造粘性方法的作者采用了半高原理来确定激波的位置, 即先求得波上压强的最大值 p_{max} , 而后求出压强等于 $\frac{1}{2}(p_0 + p_{max})$ 的点作为波阵面的位置。在爆炸冲击波计算中所采用的办法见本节四。

四、从第一章的核爆炸现象学中可以看出, 核爆炸有强烈的光辐射, 它决定了冲击波的生成过程, 影响着冲击波的传播, 因此描述核爆炸冲击波的理论应考虑光辐射迁移过程。这里主要关心流体力学过程, 不妨先考虑一个简化的模型。

一定体积的球体内, 高温、高压气体瞬时向外膨胀产生爆炸。冲击波传出后, 波后流体由于存在温度梯度, 因而有能流 S_R 存在, 因此在引入人造粘性 q 后, 在一维球面的拉格朗日坐标下, 方程组为

$$u = \partial R / \partial t, \quad (3.3-20)$$

$$\rho_0 r^2 = \rho R^2 \frac{\partial R}{\partial r}, \quad (3.3-21)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = - \left(\frac{R}{r} \right)^2 \frac{\partial (p + q)}{\partial r}, \quad (3.3-22)$$

考虑到能流, 则能量守恒方程为

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{p + q}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (R^2 S_R), \quad (3.3-23)$$

式中 r —— 拉氏坐标, R —— 欧拉坐标。

真实空气的状态方程, 由数值结果可以拟合下列形式

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho, T), \quad p = p(\rho, T) \quad (3.3-24)$$

边界条件

$$S_x = 0, \quad u = 0, \quad \text{当 } r = 0, \quad t \geq 0, \quad (3.3-25)$$

$$T = T_0, \quad u = 0, \quad \text{当 } r = \infty, \quad t \geq 0.$$

假定在初始时刻, 在半径为 r_1 的球体内温度和密度为已知, 即初始条件为:

当 $t = 0$,

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \begin{cases} \rho_{00} & r \leq r_1 \\ \rho_0 & r > r_1 \end{cases} \\ T &= \begin{cases} T_{00} & r \leq r_1 \\ T_0 & r > r_1 \end{cases} \\ u &= 0, \quad q = 0, \quad r \leq r_1 \end{aligned} \right\} \quad (3.3-26)$$

将求解问题的方程按下列差分离散化,

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\psi_j^{n+1} - \psi_j^n}{\Delta t}, \quad (3.3-27)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\psi_{j+1/2}^n - \psi_{j-1/2}^n}{\Delta r}, \quad (3.3-28)$$

可得差分方程组。人造粘性项写为

$$q_j^{n+1/2} = \begin{cases} a^2 \rho_j^{n+1/2} (u_j^{n+1} - u_{j-1}^n)^2, & \text{当 } u_j^{n+1} - u_{j-1}^n < 0 \\ 0, & \text{当 } u_j^{n+1} - u_{j-1}^n \geq 0 \end{cases} \quad (3.3-29)$$

式中 $a^2 = l^2 / \Delta r^2$, 并取 $a^2 = 3$; 状态方程写为

$$p_j^{n+1/2} = p(\rho_j^{n+1/2}, T_j^{n+1/2}), \quad \varepsilon_j^{n+1/2} = \varepsilon(\rho_j^{n+1/2}, T_j^{n+1/2}). \quad (3.3-30)$$

有关数学问题可参阅 Richtmyer 的书^[10]。

冲击波阵面位置 R_s , 用如下方法确定: 当波弱时, R_s 由 q 为极大值的质点的欧拉坐标来确定; 当波强时, 用 q 为极大值的质点的前一个格点的欧拉坐标作为 R_s 。阵面上的质点速度 u_s , 用 u 的线性插值求得, 然后再用激波关系求得其余各量。

五、含有能流的真实空气的球爆炸问题中, 由于空气状态方程在高温条件下, $\varepsilon / p \rho^{-1}$ 不可能是常数, 而且能流中也要出现其它常数, 因而第二章中的爆炸相似律不再适用。但是, 仍然希望找到某些近似的爆炸相似律, 以便使得实测数据能够推广使用; 同时使一个典型当量的 (例如一千吨) 的理论计算结果能够广泛使用, 并便于与实测结果进行比较。实际上对于主要属于流体力学方面结果, 例如波阵面上各参量的变化规律, 波后的流场的分布等, 确实存在近似相似律。首先在均匀大气的条件下, § 2.5 中所介绍的“立方根”相似律成立, 即 (2.5-3) 式对于现在所讨论的爆炸成立。

对于大气非均匀性的相似律, 一般说来并不成立。例如, 比较不同海拔高度 H , 不同阵面温度 T_s 下的波阵面参数^[11] (见表 3.3-1) 后, 发现随着阵面温度愈高, 阵面上各参量随高度的变化也就愈显著。但是在 $T_s = (1300-2000) \text{K}$ 以下, 阵面上各参量基本上与高度无

关，而绝热指数 γ 近似等于 1.4，误差最大不超过 3%。因此，如果只关心 Δp ，在约 20 公斤/厘米² 以下的冲击波参数，而且爆炸高度变化不大，那么 § 2.5 所讨论的非均匀大气相似律近似可用。要慎重的是，不能任意的将低空的计算数据按相似律推广到几十公里以上高空。

表 3.3-1 波阵面参数随高度的变化

T_s (K)	1300			2000			5000		
H (公里)	0	2.383	50.9	0	2.383	50.9	0	2.383	50.9
D (公里/秒)	1.52	1.53	1.52	2.28	2.03	2.03	3.93	3.96	4.66
ρ_s/ρ_0	5.21	5.29	5.23	6.09	6.14	6.15	8.91	9.01	11.13

表中 ρ_s 、 ρ_0 分别为波后、波前的空气密度。

上面所介绍的是海平面标准大气状态下， $Q=1$ 千吨当量爆炸的有关参数。它可以利用近似相似律推广使用。

图 3.2-1 中也给出了辐射流体力学计算的走时曲线，大约在 10 分之几毫秒前，结果与真实空气点爆解有差异外，其它时刻都符合得很好。从图 3.2-2 可以看出，超压随距离的衰减规律也和真实空气点爆解完全一致。图 3.2-3 的 τ_+ 则不相同，比真实空气和理想气体的点爆解长。从物理过程来看，点爆模型的初值取强爆炸自模拟解，其中心温度为无穷大，即声速为无穷大，这个不合理性使得由冲击波阵面速度和波尾速度这二者之差所决定的 τ_+ 偏小。实测结果也证实，点爆解的 τ_+ 偏小，含能量输出球爆解的 τ_+ 与实测比较符合。

这里讨论的问题中，爆炸源即是光辐射源。在冲击波传播的某个时间以前，不断有光辐射输出能量，它对冲击波阵面的运动会带来什么影响，影响多大。比较输出和不输出能量的计算结果表明：有影响，但影响不大。在 $\Delta p_s > 10$ 公斤/厘米² 时，光辐射输出的能量较少，对冲击波参数的影响比较小，可以忽略；当 Δp_s 约 0.4 公斤/厘米² 时，光辐射输出能量已基本结束，因此，对于 $10 > \Delta p_s > 0.4$ 的冲击波参数影响最大。在相同距离上，考虑辐射输出的超压略偏低，在相同超压下，二者相对距离偏差最大不超过 (2—3) %，相对当量偏差大致不超过 5%。因此在实际计算中，忽略光辐射输出的能量，不会带来显著的误差。

§ 3.4 非均匀大气点爆炸数值解

由于核爆炸冲击波的传播范围比较大，可以远达几十公里。对于空中爆炸，爆炸高度也可以高出地面几到十几公里。因此，不论对于具有一定高度的测点，还是爆点，冲击波参数都会受到大气非均匀性的影响。例如，一个三百万吨，爆高为三公里的爆炸，在与爆高同一平面上，距爆心三公里处的超压为 0.82 公斤/厘米²；由于大气非均匀性的影响，爆心垂直下方三公里处，即爆心投影点的超压为 0.92 公斤/厘米²；爆心垂直上方三公里处的超压为 0.65 公斤/厘米²。由此可见，大气非均匀性对冲击波参数有不可忽视的影响。严格说，除了大气非均匀性的影响外，还需要考虑自然气流——风的影响，这就使得问题复杂化，成为一个三维问题。为了避免这个困难，只能忽略风的影响，仅考虑大气自身非均匀性的影响。

许多文献,例如[1],都讨论过密度随高度变化的大气中强爆炸问题。本来考虑大气参数随高度的变化时,气体运动是具有对称轴的二维运动,但是这里仅介绍近似的二维球对称的点爆数值解。关于二维轴对称的数值解,只引用其计算结果,以便和一维球对称解作比较。

一、大气模式可以根据静压公式和理想气体状态方程来计算。静压公式为

$$dp = -\rho g dz, \quad (3.4-1)$$

$$\rho = \frac{p\mu}{R_0 T}, \quad (3.4-2)$$

式中 R_0 为气体常数, μ 为空气平均克分子量, g 为重力加速度。

在100公里以下取 $\mu = 28.966$ 克/摩尔。

标高 H_0 定义为

$$H_0 = R_0 T / \mu g = p / \rho g, \quad (3.4-3)$$

表3-4-1 国际标准大气模式简表(1962) [11]

距海平面的高度 z (公里)	大气压强 p (毫巴)	温 度 T (K)	密 度 ρ (公斤/米 ³)	ρ/ρ_0
0	1.013.25	288.150	1.2250	1.000
0.5	954.61	284.900	1.1673	9.5288 (-1)
1.0	898.762	281.651	1.1117	9.0748 (-1)
1.5	845.596	278.402	1.0581	8.6376 (-1)
2.0	795.014	275.154	1.0066	8.2168 (-1)
2.5	746.917	271.906	9.5695 (-1)	7.8119 (-1)
3.0	701.211	268.659	9.0925 (-1)	7.4225 (-1)
3.5	658.03	265.413	8.6340 (-1)	7.0482 (-1)
4.0	616.604	262.166	8.1935 (-1)	6.6885 (-1)
4.5	577.525	258.921	7.7704 (-1)	6.3432 (-1)
5.0	540.482	255.676	7.3643 (-1)	6.0117 (-1)
6.0	472.176	249.187	6.6011 (-1)	5.3887 (-1)
7.0	411.052	242.700	5.9002 (-1)	4.8165 (-1)
8.0	356.516	236.215	5.2579 (-1)	4.2921 (-1)
9.0	308.007	229.733	4.6706 (-1)	3.8126 (-1)
10	264.999	223.252	4.1352 (-1)	3.3755 (-1)
11	226.999	216.774	3.6480 (-1)	2.9780 (-1)
12	193.914	210.296	3.2074 (-1)	2.6164 (-1)
15	121.118	210.296	1.9471 (-1)	1.5898 (-1)
20	55.2930	216.650	8.8910 (-1)	7.2579 (-1)
25	25.4922	221.552	4.0084 (-2)	3.2722 (-2)
30	11.9703	226.509	1.8410 (-2)	1.5029 (-2)
36	4.98522	239.282	7.2579 (-3)	5.9248 (-3)
40	2.87143	250.350	3.9957 (-3)	3.2618 (-3)
46	1.31340	266.925	1.7141 (-3)	1.3993 (-3)
50	7.97790 (-1)	270.650	1.0259 (-3)	8.3827 (-4)
55	4.27516 (-1)	265.594	5.6075 (-4)	4.5776 (-4)
60	2.24606 (-1)	255.772	3.0592 (-4)	2.4973 (-4)

(括号内为10的方次)

则 (3.4-1) 式可写成

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dz}{H_0} \quad (3.4-4)$$

可见, 当 p , ρ 随高度分布为已知, 则 T , H_0 的分布就可求得。

表 3.4-1 给出了 1962 年美国制定的标准大气模式简表^[11]。20 公里高度以下的温度分布可以表为线性分布, 即

$$T_{01} = T_{00} \left(1 - \frac{b}{T^{(0)}} z \right), \quad (3.4-5)$$

式中 $T^{(0)}$ 为海平面大气标准状态下的温度, 取 288.16K, b 为常数。在这样高度范围内, μ 、 g 都与高度无关, 则由 (3.4-4) 式, 可得大气压强和密度的分布为:

$$\left. \begin{aligned} p_{01} &= p_{00} \left(1 - \frac{b}{T^{(0)}} z \right)^{\mu g / R_0 b}, \\ \rho_{01} &= \rho_{00} \left(1 - \frac{b}{T^{(0)}} z \right)^{\mu g / R_0 b - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (3.4-6)$$

二、用一维球对称来描述参数服从 (3.4-6) 式分布的大气中的点爆炸, 是个很粗略的模型。在这个模型中, 爆心的静止大气参数为 p_{00} , ρ_{00} , T_{00} , 而沿球坐标的径向分布均为 (3.4-6) 式的形式, 这样才能保证球对称的要求。因此, 这个模型的计算结果只适用于研究向垂直爆心上、下方的冲击波传播规律。

由于 p_{01} 、 ρ_{01} 有 (3.4-6) 式的分布, 运动方程组中的动量守恒方程 (3.2-1) 式需考虑大气压强梯度对流体的作用。因此, (3.2-1) 式需增加 $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{01}}{\partial R}$ 项, 即

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{01}}{\partial R} = 0, \quad (3.4-7)$$

上式和 (3.2-2)、(3.2-3) 式, 构成欧拉坐标下的运动方程组。

作为边界条件的激波关系也需要根据上述静止大气的特点改写。主要是将波前静止大气参数 p_{01} 、 ρ_{01} 换成爆心处的大气参数 p_{00} 、 ρ_{00} , 以便无量纲化。对于理想气体, 则

$$u = \frac{2}{\gamma+1} \left(D - \frac{\gamma p_{01}}{\rho_{01}} \frac{1}{D} \right) = \frac{2}{\gamma+1} \left(D - \frac{\gamma}{D} \frac{p_{00}}{\rho_{00}} \frac{h_1}{h_2} \right), \quad (3.4-8)$$

$$\begin{aligned} p &= \frac{2}{\gamma+1} \rho_{01} \left(D^2 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{p_{01}}{\rho_{01}} \right) \\ &= \frac{2}{\gamma+1} h_2 \rho_{00} \left(D^2 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{h_1}{h_2} \frac{p_{00}}{\rho_{00}} \right), \end{aligned} \quad (3.4-9)$$

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_{01} \left(1 + \frac{2\gamma}{(\gamma-1)D^2} \frac{p_{01}}{\rho_{01}} \right)^{-1} \\ &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1} h_2 \rho_{00} \left(1 + \frac{2\gamma}{(\gamma-1)D^2} \cdot \frac{h_1}{h_2} \cdot \frac{p_{00}}{\rho_{00}} \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (3.4-10)$$

式中

$$h_1 = \frac{p_{01}}{p_{00}}, \quad h_2 = \frac{\rho_{01}}{\rho_{00}}. \quad (3.4-11)$$

类似 § 3.2, 无量纲化后, (3.4-8) — (3.4-10) 式写成

$$\bar{u} = \frac{2}{\gamma+1} \left(D - \frac{\gamma}{D} \frac{h_1}{h_2} \right), \quad (3.4-12)$$

$$\bar{p} = \frac{2}{\gamma+1} h_2 \left(D^2 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{h_1}{h_2} \right), \quad (3.4-13)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} h_2 \left(1 + \frac{2\gamma}{(\gamma-1)D^2} \frac{h_1}{h_2} \right)^{-1}, \quad (3.4-14)$$

式中 $\bar{p} = p/p_{00}$, $\bar{\rho} = \rho/\rho_{00}$; $\bar{u} = u/(p_{00}\rho_{00}^{-1})^{1/2}$; $D = D/(p_{00}\rho_{00}^{-1})^{1/2}$. (3.4-15)

对运动方程组, 仍然选爆心处大气参数来定义特征长度 $R^{(0)}$ 和特征时间 $t^{(0)}$

$$R^{(0)} = (aE/\rho_{00})^{1/3}, \quad t^{(0)} = R^{(0)}/(p_{00}\rho_{00}^{-1})^{1/2} \quad (3.4-16)$$

无量纲化后, 运动方程组为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau} + \frac{\bar{u} - \eta D}{\xi} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \eta} + \frac{1}{\beta \xi} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \eta} - \frac{1}{h_2 \xi} \frac{\partial h_1}{\partial \eta} = 0, \quad (3.4-17)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \tau} + \frac{\bar{u} - \eta D}{\xi} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \eta} + \frac{\gamma \bar{p}}{\xi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} + \frac{2\gamma \bar{p} \bar{u}}{\eta \xi} = 0, \quad (3.4-18)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\bar{u} - \eta D}{\xi} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta} + \frac{\bar{\rho}}{\xi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}}{\eta \xi} = 0. \quad (3.4-19)$$

由 (3.4-6) 和 (3.4-11) 式, h_1 、 h_2 为:

$$h_1 = (1 - a\xi)^{\mu\sigma/R\cdot b}, \quad (3.4-20)$$

$$h_2 = (1 - a\xi)^{\frac{\mu\sigma}{R\cdot b} - 1}, \quad (3.4-21)$$

式中

$$a = bR^{(0)}/T^{(0)}. \quad (3.4-22)$$

一般说, 对于非均匀大气, 爆炸冲击波的传播不具有相似性。但是, 在保持 a , b 为常数的条件下, 上述无量纲化的做法还是可行的。无量纲的计算结果可以换算成不同爆心, 不同当量爆炸的有量纲结果。

初值仍然由 $\gamma = 1.4$ 的均匀分布的理想气体强爆炸自模拟解给出。因为初值取在半径为几十米的球体内, 而在近百米的范围内可以不考虑大气非均匀性的影响, 因此, 这样取初值对计算不会带来什么不好的后果。

其它条件和处理等与 § 3.2 完全相同。

三、由于计算模型比较粗略, 因此, 为了弄清大气非均匀性的影响, 既需要计算冲击波由密介质向疏介质 (即 $a > 0$) 的传播, 也需要计算由疏向密介质 (即 $a < 0$) 的传播。前者相当于冲击波由爆心向垂直上方, 后者相当于向垂直下方的传播。

图 3·4-1 给出了一维均匀大气点爆炸，一维非均匀大气点爆炸的超压峰值随距离的变化。从图中可以看出当 $\Delta p_s > 10$ 公斤/厘米² 时，大气非均匀性的影响可以忽略；随着 Δp_s 减小，大气非均匀性的影响越来越显著。当冲击波向垂直上方传播时，超压比均匀大气中衰减得快，在同一距离上非均匀大气的超压要比均匀大气中超压小，向垂直下方传播，则情况相反。

图 3·4-2 给出了一维和二维非均匀大气点爆炸的超压峰值随距离的变化。可以看出，当 $\Delta p_s > 0.05$ 公斤/厘米²，二者基本一致，当 Δp_s 小于该值时，二者开始略有差异。这说明，在冲击波比较强时，二维计算中能够考虑到的气体切向流动对冲击波传播无影响，只有当波已经很弱时，才需要考虑切向流动的影响。这个结果表明，对于向垂直爆心上、下方传播的冲击波规律，一维非均匀大气点爆炸数值解能够提供有用的结果。

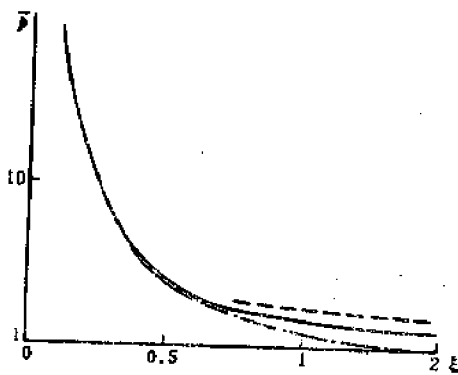


图 3·4-1 一维非均匀大气点爆炸计算的无量纲压力随无量纲距离的变化
 - - - - - 爆心上方大气压随距爆心距离减小的条件下计算结果；
 ———— 均匀条件下计算结果；
 - · - · - 爆心下方大气压随距爆心距离增加的条件条件下计算结果。

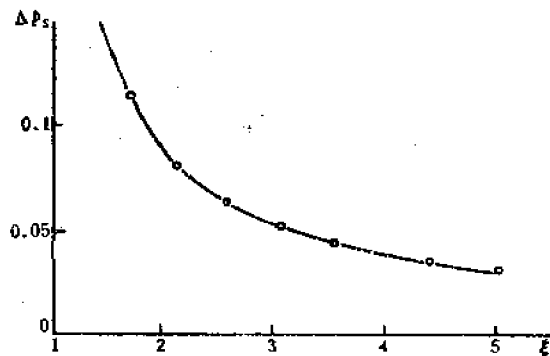


图 3·4-2 在非均匀大气中，一维、二维点爆炸计算超压的比较

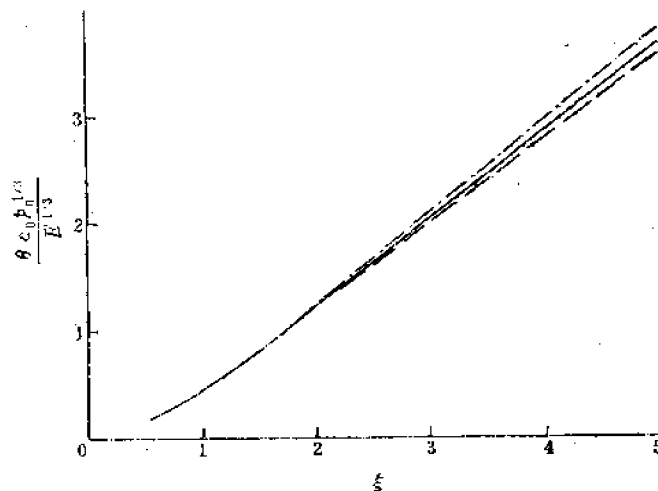


图 3·4-3 一维非均匀大气点爆炸计算的无量纲到达时间随无量纲距离的变化图例同图 3·4-1

图 3·4-3 给出了冲击波向上、向下和在均匀大气中的走时曲线。与均匀大气的波速相比，当波较强时，向下传播的波较慢，在 $\tau \approx 0.34$ 以后，向下的较快，向上的较慢。由于不同时刻上下传播速度不同，使得波阵面的轮廓在 $\tau = 0.73$ 附近基本上是个圆，在这个时刻的前后都有点象鸭蛋的剖面。

在同一时刻的波阵面上，沿垂直向上的方向上的粒子速度为最大，随着由垂直向上转成垂直向下过程中，粒子速度逐渐变小，在垂直向下的方向上为最小。

在同一距离上，垂直向上传播的波的 τ_+ 比均匀介质中长，反之，向下的 τ_- 则较短，非均匀性对于 τ_+ 的影响较小。

研究非均匀大气点爆炸数值解的目的之一在于验证 § 2·5 的相似律是否可用。比较的结果表明：利用 § 2·5 非均匀大气的爆炸相似律来修正大气非均匀性对冲击波参数的影响是可行的。

参 考 文 献

- [1] 流体力学论文集 Vol. I, V.
- [2] H. H. Goldstein, J. von Neumann, *Commans. Pure Appl. Math.* VIII (1955) 327.
- [3] Д. Е. Охонимский Тр. Матем. ин-та АН СССР, 1957, 50.
- [4] H. L. Brode, *J. Appl. Phys.*, 26 (1955), 766.
- [5] F. R. Gilmer, RM-1543, 1955.
- [6] J. Hilsenrath, M. Klein, AD-6123, 1965.
- [7] Н. М. Кузнецов, Термодинамические Функции и Ударные Адиабаты Воздуха При Высоких Температурах, 1965.
- [8] R. D. Richtmyer, 何旭初等人译; 初值问题的差分方法, 科学出版社, 1966.
- [9] H. L. Brode *et al.*, RM-5187, 1967.
- [10] U. S. Standard Atmosphere, 1962.
- [11] 第二章参考文献[2]

第四章 空中、地面爆炸的冲击波传播

§ 4.1 定常激波反射理论要点

激波是一个具有强间断的非线性波，它在刚壁上的反射比声波一线性波的反射要复杂得多。对于定常激波的反射理论有许多文献[1]、[2]做过详细的讨论。最近用数值方法比较成功地研究了激波的反射^[3]，得到了与实验比较符合的结果。但是对波比较强时的非规则反射，有些实验结果尚不能解释。

Brode 和苏联学者 С.К. Годунов 等人^[4]对爆炸冲击波在地面的反射进行过数值计算，其结果基本上能够描述反射过程的物理图象，但沿地面传播的冲击波参数的数值结果尚不能满足实际需要，有待进一步发展。

这里没有从数值模拟的角度来讨论空中爆炸冲击波的传播，而是借助定常激波反射理论的部分结果和某些实测数据，用插值的技巧建立半经验半理论的计算方法，来求得地面反射冲击波参数。

一、本节先定性讨论激波反射的图象，而后再根据后面讨论冲击波地面反射的需要，给出某些定常激波反射的数学公式和计算结果。

激波在刚壁上的正反射，即激波入射角为 0，示意如图 4.1-1。波前为静止气体，当波与壁面相碰时，入射波中气流被阻止，即 $u=0$ ，并形成反射波。壁上所受到的超压为反射波的超压 Δp_r ，反射波形成后将在入射波后的气体中运动，且强度比入射波强得多。如果气体是 $\gamma=1.4$ 的理想气体，则反射波超压比入射波超压要大 2 到 8 倍。实际上波很强时，必须考虑实际空气的状态方程，增强的倍数可以增大到 20 倍。但是，在入射波超压小于 20 公斤/厘米²的条件下，可按理想气体模型计算。

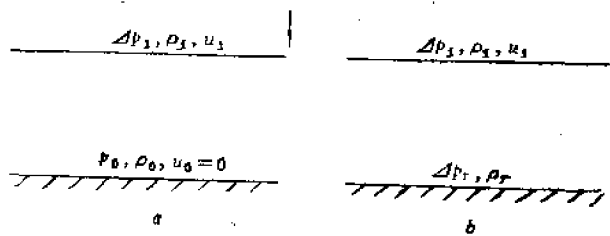


图 4.1-1 激波正碰示意图

a —— 碰前； b —— 碰后

当激波以入射角 α_0 在刚壁上斜反射时，由于刚壁的存在，要求垂直于刚壁的气流速度为零，因而使波后气流发生偏转，产生反射角为 α_2 的反射波， α_2 一般不等于 α_0 。这种一个入射波，一个反射波的双波结构称为规则反射，示意如图 4.1-2。在双波结构这一点上和线性波的反射相似，但存在许多差异。规则反射有如下特点：

1. 反射角 α_2 既是入射角 α_0 的函数,也是入射波强度的函数,在入射波强度给定的条件下, α_2 随 α_0 增加而单调地增加。

2. 对于一定强度的入射波,存在一个极限角或称临界角 α_c 。理论上讲当 $\alpha_0 > \alpha_c$ 时,双波结构的规则反射将过渡到三波结构的非规则反射或称马赫反射。

3. 就反射波的增强来说,正碰增强得最多,随入射角增加而有所减小,但是当入射角在临界角附近时,反射波强度会突然增加以致可能超过正碰时的增加量,当入射角超过临界角后又突然减小。

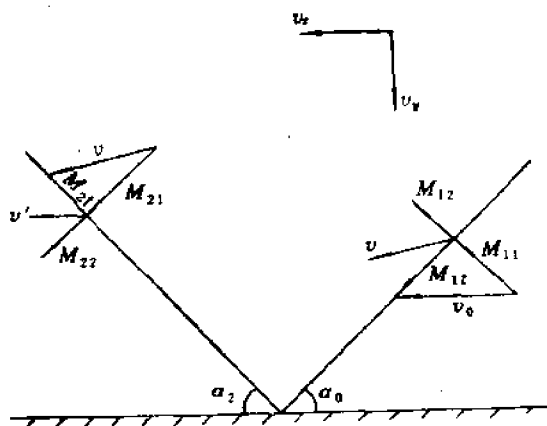


图4-1-2 规则反射示意图

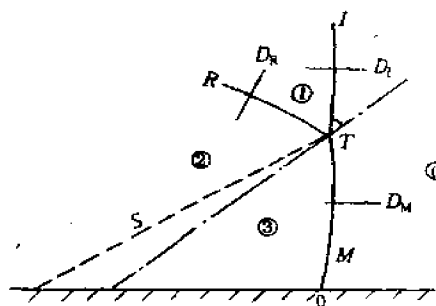


图4-1-3 非规则反射示意图

当入射角超过临界角后形成,三波结构的非规则反射,示意如图4-1-3。一个入射波 I , 一个与刚壁垂直的激波 M (称为合成波或马赫杆), 再一个是与地面成一定角度的反射波 R , 三个波会聚于一点,称为三波点。可以想象,由于入射角大于临界角,反射波开始赶上入射波而汇合成单一的合成波,并且汇合的部分愈来愈多,即合成波的高度不断增大,从而使三波点向上方运动。

三波结构将流场划分成四个区域,波前静止流场 0、入射波、反射波及合成波后流场 1、2、3 (见图4-1-3)。在反射波 R 及马赫杆 M 后,尽管压强一样,但马赫杆后的气流速度和密度与反射波 R 后的不同,这两个不同流场相互之间以滑流间断面 S 相连接。所谓滑流间断,是指沿该面的切向速度虽有突变,但垂直于该面粒子流是连续的。这样的结构使得三波点附近区域的流场比较复杂。

二、先讨论 γ 为常数理想气体的正反射。

建立激波关系的能量守恒方程 (2-2-3) 在理想气体条件下可以写成

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{u_0^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2}, \quad (4-1-1)$$

这个方程也就是定常无旋流中的伯努里定律,因此可以一般写成

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} = \frac{1}{2} v_*^2, \quad (4-1-2)$$

或

$$v^2 + \frac{2}{\gamma-1} c^2 = v_*^2, \quad (4-1-3)$$

式中 v_0 沿流线为常数，通常称为极限速度。引进临界速度 c_0 ，

$$c_0^2 = \mu^2 v_0^2, \quad (4.1-4)$$

式中

$$\mu^2 = (\gamma - 1) / (\gamma + 1). \quad (4.1-5)$$

那么 (4.1-3) 式改写成

$$\mu^2 v^2 + (1 - \mu^2) c^2 = c_0^2, \quad (4.1-6)$$

或

$$v^2 - c_0^2 = (1 - \mu^2)(v^2 - c^2).$$

由此可以看出，临界速度 c_0 的意义：当速度 v 超过临界速度时流动必为超声速流，反之必为亚音速流。因此 c_0 是判别流动性质的一个重要参数。

有了 c_0 后，(4.1-1) 式可以写成

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{v_0^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = \frac{1}{2\mu^2} c_0^2, \quad (4.1-7)$$

则声速、粒子速度关系为

$$\mu^2 v_0^2 + (1 - \mu^2) c_0^2 = \mu^2 v_1^2 + (1 - \mu^2) c_1^2 = c_0^2. \quad (4.1-8)$$

将 (2.2-1)、(2.2-2) 式合并，得

$$v_0 - v_1 = \frac{p_1}{\rho_1 v_1} - \frac{p_0}{\rho_0 v_0}, \quad (4.1-9)$$

代入 (4.1-7) 式，得

$$\frac{1}{2(1 - \mu^2)} (v_0 - v_1) \left(\frac{c_0^2}{v_0 \cdot v_1} - 1 \right) = 0, \quad (4.1-10)$$

即

$$v_0 \cdot v_1 = c_0^2. \quad (4.1-11)$$

这个关系称为 Prandtle 关系。它表明激波前后流场的重要特点：相对于激波，波前流速为超音速流，波后流速则为亚音速流。由 (2.2-4)、(2.2-5) 式，得

$$c_0^2 = \frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0}. \quad (4.1-12)$$

将 (4.1-8)、(4.1-9) 式改写为

$$(D - u_1)^2 + \frac{(D - u_1) u_1}{1 - \mu^2} - c_1^2 = 0, \quad (4.1-13)$$

或

$$M^2 + \frac{M u_1}{c_1 (1 - \mu^2)} - 1 = 0, \quad (4.1-14)$$

式中

$$M = (D - u_1) / c_1. \quad (4.1-15)$$

将 (2.2-12) 式表为 M 的函数，则

$$\frac{p_0}{p_1} = (1 + \mu^2)M^2 - \mu^2. \quad (4.1-16)$$

(4.1-14) 和 (4.1-16) 式是讨论正反射的基本公式。参看图 4.1-1, 正反射的问题是已知入射波的 D_1 、 u_1 , 在 $u_2 = 0$ 的条件下求反射波的各项参量 D_2 、 p_2 、 c_2 。入射波、反射波都应满足 (4.1-14) 式, 不同的是, 对于入射波

$$M_1 = (D_1 - u_1)/c_1 > 0,$$

对于反射波

$$M_2 = (D_2 - u_1)/c_1 < 0,$$

也正是 (4.1-14) 式的二个解, 这二个解应满足

$$M_1 M_2 = -1, \quad (4.1-17)$$

因为

$$\frac{p_0}{p_1} = (1 + \mu^2)M_1^2 - \mu^2, \quad \frac{p_2}{p_1} = (1 + \mu^2)M_2^2 - \mu^2. \quad (4.1-18)$$

利用 (4.1-17) 式可得

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{(2\mu^2 + 1)p_1/p_0 - \mu^2}{\mu^2 p_1/p_0 + 1}, \quad (4.1-19)$$

入射波和反射波的超压比为

$$\frac{p_2 - p_0}{p_1 - p_0} = 1 + \frac{1 + \mu^2}{p_0/p_1 + \mu^2}. \quad (4.1-20)$$

当 $\gamma = 1.4$, 可以写成

$$\Delta p_2 = \Delta p_1 \left[1 + \frac{7(\Delta p_1 + p_0)}{\Delta p_1 + 7p_0} \right], \quad (4.1-21)$$

在入射波很强的条件下, $p_0/p_1 \rightarrow 0$, 则

$$\frac{p_2 - p_0}{p_1 - p_0} \approx 2 + \frac{1}{\mu^2} = \begin{cases} 8, & \text{当 } \gamma = 1.4 \\ 13, & \text{当 } \gamma = 1.2 \\ 23, & \text{当 } \gamma = 1.1, \end{cases} \quad (4.1-22)$$

可见, 超压比有赖于气体的性质。

当入射波很弱, $\frac{p_1 - p_0}{p_0} \rightarrow 0$, 则

$$\frac{p_2 - p_0}{p_1 - p_0} \approx 2,$$

这个情况和小扰动的声波反射相同。

三、在激波规则反射的讨论中, 是将坐标系选在运动的反射点上。为了方便起见, 引入符号

$$\eta_1 = \rho_0/\rho_1, \quad \xi_1 = p_0/p_1, \quad (4.1-23)$$

则 (2.2-16) 式可改写成

$$\eta_1 = \frac{\xi_1 + \mu^2}{\mu^2 \xi_1 + 1} \quad (4.1-24)$$

利用声速的表达式, 则 (2.2-16) 和 (2.2-17) 式可写成

$$M_{10} = \frac{D_1 - v_0}{c_0} = \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{1 + \mu^2 \xi_1}{\xi_1} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.1-25)$$

$$M_{11} = \frac{D_1 - v_0}{c_1} = \frac{\mu^2 \xi_1}{[2\gamma(\xi_1 + \mu^2)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (4.1-26)$$

$$M_{12} = \frac{D_1 - v_1}{c_1} = \left[\frac{\gamma + 1}{2\gamma} (\xi_1 + \mu^2) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.1-27)$$

对于反射波, 同样有上述关系

$$M_{20} = \frac{D_2 - v_1}{c_1} = \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{1 + \mu^2 \xi_2}{\xi_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.1-28)$$

$$M_{21} = \frac{D_2 - v_1}{c_2} = \frac{\mu^2 \xi_2}{[2\gamma(\xi_2 + \mu^2)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (4.1-29)$$

$$M_{22} = \frac{D_2 - v_2}{c_2} = \left[\frac{\gamma + 1}{2\gamma} (\xi_2 + \mu^2) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.1-30)$$

式中

$$\xi_2 = \frac{p_1}{p_2}, \quad c_i = \left(\frac{\gamma p_i}{\rho_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad i = 0, 1, 2.$$

M_{11} 、 M_{12} 、 M_{21} 、 M_{22} 分别是垂直于入射和反射波阵面的法向速度与声速比。在两个波上, 沿波的切向速度与声速比, 分别为 (见图 4.1-2)

$$M_{1t} = M_{11} \cot \alpha_0, \quad (4.1-31)$$

$$M_{2t} = M_{21} \cot \alpha_2. \quad (4.1-32)$$

在 ξ_1 、 α_0 已知时, 波后粒子速度也是已知的, 将它分解成 x (沿壁面)、 y (与壁面垂直) 分量, 它们与声速之比为

$$M_{v,x} = v_x/c_1 = M_{11} \cos \alpha_0 + M_{12} \sin \alpha_0, \quad (4.1-33)$$

$$M_{v,y} = v_y/c_1 = M_{11} \sin \alpha_0 - M_{12} \cos \alpha_0. \quad (4.1-34)$$

对于反射波同样有

$$M'_{v,x} = v'_x/c_2 = M_{21} \cos \alpha_2 + M_{22} \sin \alpha_2, \quad (4.1-35)$$

$$M'_{v,y} = v'_y/c_2 = -M_{21} \sin \alpha_2 + M_{22} \cos \alpha_2. \quad (4.1-36)$$

规则反射的条件是, 波后粒子速度要与壁面平行, 换言之, 入射波后粒子速度与反射波后粒子速度连续, 即

$$\begin{aligned} M_{v,x}(\xi_1, \alpha_0) &= M'_{v,x}(\xi_2, \alpha_2), \\ M_{v,y}(\xi_1, \alpha_0) &= M'_{v,y}(\xi_2, \alpha_2). \end{aligned} \quad (4.1-37)$$

显然, 当入射角 α_0 和波强 ξ_1 给定, 联解这组方程便可以求得反射角 α_2 和反射波强度 ξ_2 。首先消去 α_2 , 再利用 (4.1-31) 和 (4.1-32) 式, 得

$$(\gamma + 1)M_{12}^2 M_{22}^2 - \{2(\gamma + 1)^2 M_{12}^2 + 4\gamma M_{12}^2 (M_{12}^2 - 1) \cos^2 \alpha_0 + M_{12}^2 \times$$

$$[(\gamma-1)M_{12}^2+2]^2 \cot^2 \alpha_0 \} M_{22}^2 + \{(\gamma+1)^2 M_{12}^2 - 4(M_{12}^2-1)^2 \cos^2 \alpha_0 + [(\gamma-1) \times M_{12}^2 + 2]^2 \cot^2 \alpha_0 \} = 0, \quad (4.1-38)$$

其次有

$$\cos \alpha_2 = -\frac{M_{12} - M_{12}^{-1}}{M_{22} - M_{22}^{-1}} \cos \alpha_0. \quad (4.1-39)$$

具体的计算过程如下：根据已知的 ξ_1 由(4.1-27)式求得 M_{12} ，再由给定的 α_0 从(4.1-38)式求得 M_{22} ，从(4.1-39)式求得 α_2 ，代入(4.1-30)式可求得 ξ_2 。

对于 $\gamma = 1.4$ 的理想气体，在给定 ξ_1 下求得 $\xi_2(\alpha_0, \xi_1)$ 和 $\alpha_2(\alpha_0, \xi_1)$ 的数值结果见图4.1-4，图4.1-5。

为了分析(4.1-38)式解的性质，将它写成

$$AM_{22}^2 - BM_{22} + C = 0, \quad (4.1-40)$$

式中 A 、 B 、 C 为(4.1-38)式的相对应的系数。当入射波强度给定时，这些系数仅与入射角 α_0 和反映气体性质的 γ 有关。这个方程有一组全等解，其条件为

$$B^2 - 4AC = 0, \quad (4.1-41)$$

且 $B^2 - 4AC < 0$ 的解不能成立。由此可见，要满足规则反射条件，极限解就是(4.1-41)式。换句话说，在 γ 为常数时，对入射角 α_0 要有限制，这个角就是规则反射成立的极限角 α_e 。对于不同强度 ξ_1 ，用上式解出的 α_e 数值结果见图4.1-5中点划线。

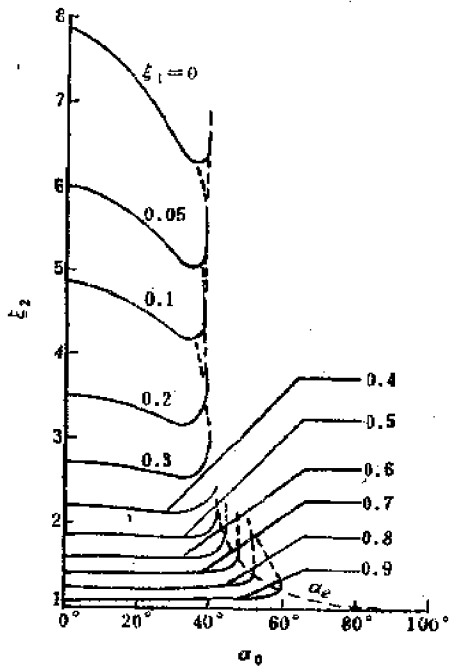


图4.1-4 不同 ξ_1 下 ξ_2 与 α_0 的关系

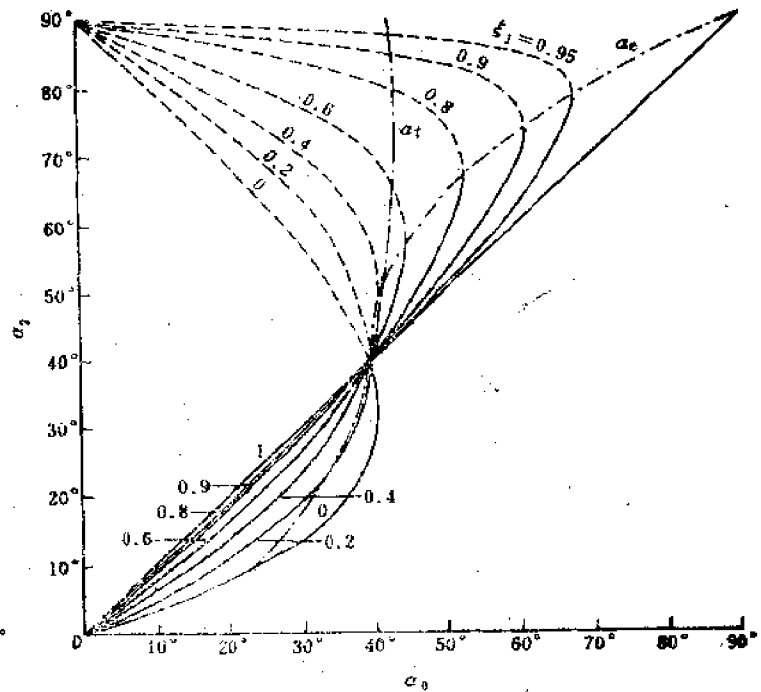


图4.1-5 不同 ξ_1 下 α_2 与 α_0 的关系

当反射波后流速的马赫数 $M_{22} = 1$ 时，流速为声速，对应的入射角 α 称为声速角 α_s ，由(4.1-32)和(4.1-35)式可得

$$M_{21} \cot \alpha \cos \alpha_s + M_{22} \sin \alpha_s = 1. \quad (4.1-42)$$

已知 ξ_1 ，可以从(4.1-38)式与上式联解，求得声速角 α_0 。对于 $\gamma = 1.4$ 的理想气体， α_0 约比极限角小一度。

在反射波后流速为声速的条件下，这就意味着反射点的扰动将随入射波沿壁面传播。当入射角 $\alpha_0 < \alpha_c$ 时，在随反射点运动的坐标系中，流动可以认为是定常的。因为这个条件下必有 $v_x/c_2 < 1$ ，波后扰动达不到反射点。换句话说，反射过程与前时刻的流动过程无关。反之，如 $\alpha_0 > \alpha_c$ ，波后扰动将达到反射点，影响反射过程，这时，定常的假定就不再成立，需考虑瞬态过程。

规则反射的解还有其它性质，例如以某个入射角 α_m 入射时，反射波的 ξ_2 为最小，即反射超压为最大，甚至可以超过正碰时超压。当入射波以某个特定强度入射时，入射角和反射角相等。这些特点以及它与绝热指数 γ 的关系，这里不再叙述，可参看文献[1]，[2]。

四、当入射角 $\alpha_0 > \alpha_c$ 时，规则反射理论不再成立，出现了三波结构的非规则反射。即使是定常激波的非规则反射理论也是十分复杂的，这里不拟详细讨论，只是将那些对爆炸冲击波地面反射中可以借鉴的结论性看法做一个介绍（见文献[1]）。

只要入射波 D_1/c_0 满足

$$(2 + 2\mu)/(1 + 2\mu) \leq \left(\frac{D_1}{c_0}\right)^2 < \infty, \quad (4.1-43)$$

都可能与壁面相碰时发生非规则反射。

根据入射波强 p_0/p_1 和 D_1/c_0 ，可能产生有意义的非规则反射流场可以分成直接和稳定非规则反射两种

稳定非规则反射的特点是：三波点与壁面平行运动，滑流面亦平行于壁；与规则反射相类似，反射波后的状态与入射波前的状态仅由单一的激波过渡相联系，这种流场可看成定常的。发生稳定非规则反射的入射角可由下列方程确定

$$\cot^2 \alpha_1 - \frac{\gamma \mu^2 (\xi_1 + \mu^2) + (1 - \xi_1)^2}{(\xi_1 + \mu^2)(1 + \mu^2 \xi_1)} \cot^2 \alpha_0 - \frac{\gamma (\xi_1 + \mu^2)}{(1 + \mu^2 \xi_1)^2} = 0. \quad (4.1-44)$$

$\alpha_1(\xi_1, \alpha_0)$ 在 ξ_1 、 α_0 平面内为一根曲线，如图4.1-6所示，图中还画出了极限角 α_c (ξ_1, α_0)。由这两个曲线界成三个区域：可能出现非规则反射的区域(||||)；可能出现规则反射的区域(/////)和重迭区域。在重迭区内稳定非规则反射可以解释为规则反射。对于弱入射波， $p_1 \approx p_0$ ，当 $\gamma = 1.4$ ，由上式可求得 $\alpha_c = 42^\circ$ ，极限角 $\alpha_c = 90^\circ$ 。在一般情况下，除了 $\xi_1 > 0.4 \sim 0.5$ 时， $\alpha_c \approx \alpha_1$ 以外，发生稳定非规则反射的入射角 α_1 总是小于极限角 α_c ，且小于声速角 α_0 。因此入射波无论较强或较弱，都会在入射角变化到极限角以前就可能提前发生稳定非规则反射，如图4.1-6所示。

直接非规则反射的特点是：三波点作逐渐离开壁面的运动，滑流面以三波点向壁倾斜，示意如图4.1-3，同时合成波与壁面垂直。在 ξ_1 相同的条件下，既可能产生直接非规则反射，也可能产生稳定非规则反射，视 D_1/c_0 大小而定。

在所关心的冲击波地面反射中，定常激波的反射理论为我们提供了可能的反射图象。规

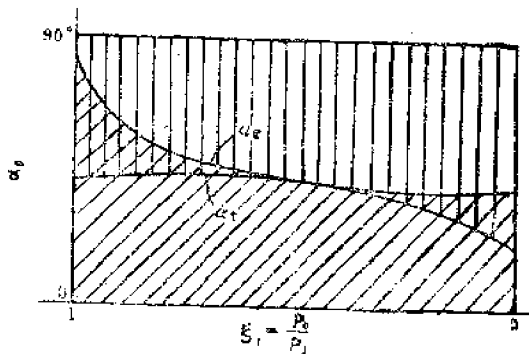


图4.1-6 ξ_1 、 α_0 平面内可能发生的反射特点

则反射向非规则反射的过渡中可能出现的几种情况，启示我们可以应用那些理论结果，从而为建立冲击波反射理论提供途径。

4.2 空中爆炸冲击波的传播

一、地面的存在使得空中爆炸冲击波的传播规律变得相当复杂，目前还难于由严格的理论计算给出高精度的沿地面传播的冲击波参数，只能结合实测数据给出一些近似计算方法。

空爆冲击波最早在爆心投影点地面发生正反射，然后以逐渐增大的入射角与地面发生斜反射，产生双波结构的规则反射。从整个波的剖面来看，入射波是以爆心为圆点，部分被地面截断的圆，反射波则是从爆心投影点升起的圆弧，如图4.2-1a所示。随着冲击波继续向外传播， α_0 增大，当增大到临界角附近时，既可能发生规则反射，也可能发生非规则反射。在规则反射区域内，当 α_0 小于声速角 α 时，恒有

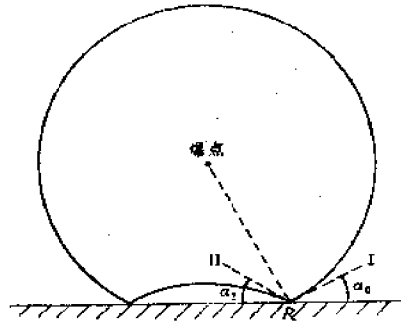


图4.2-1a 规则反射图象
1——入射波；2——反射波

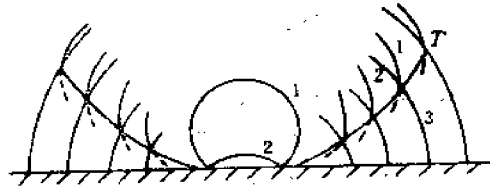


图4.2-1b 非规则反射图象
1——入射波；2——反射波；T——三波点

$$(D_2 - u)/c_2 > 1, \quad (4.2-1)$$

因此流场可假定为定常的，则§4.1的定常激波的规则反射理论可以用来描述冲击波的反射过程。

冲击波在临界角附近的反射性质比较复杂，但可以认定在声速角前为规则反射；在声速角以后，如果非规则反射的合成波速度 D_M 与入射波速度 D_1 满足下述关系

$$D_M = D_1 / \sin \alpha_{0.}, \quad (4.2-2)$$

认定入射角等于 $\alpha_{0.}$ 为非规则反射的起点，那么从声速角 α 到 $\alpha_{0.}$ 之间的区域为规则反射到非规则反射的过渡区。

在爆炸高度比较低，入射波比较强时，冲击波的非规则反射和前面讨论的直接非规则反射相似，合成波（马赫杆）高度迅速增长，即三波点离开地面向上方运动，如图4.2-1b所示。有的文献称这种情况为高杆非规则反射。在这种情况下，非规则反射的起点可能提前到声速角之前，就不存在过渡区。可以近似取 $\alpha_{0.} = \alpha$ 。

在爆炸高度比较高，入射波比较弱时，会产生类似定常激波的稳定非规则反射。合成波的高度增长较慢，三波点较缓慢的离开地面向上运动，称为低杆非规则反射。在这种情况下，就有过渡区存在， $\alpha_{0.}$ 可直接由(4.2-2)式定出。

当入射波较强时，三波点较快地增长，如果爆炸高度较低，反射波始终在入射波后的正

相区域内传播,那么三波点就有可能运动到爆心上方,即反射波完全和入射波汇合成单一的合成波,整个波的剖面象以爆心投影点为圆心的半圆,如图4·2-2所示,这种性质的反射称为半球反射。典型的情况是地面爆炸,爆炸开始后,可以认为是入射、反射波始终汇合成单一的波,以半球面的几何形式向外传播。当爆炸高度比较高时,反射波有可能落在入射波后的负相区内,那么三波点就不可能运动到爆心上方,也就是说,反射波始终不能和入射波汇合成单一的波,理论上讲并不形成半球反射。但是,如果距离比较远,仍然可以近似地看成半球反射。

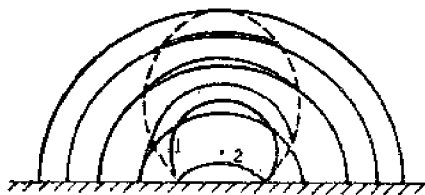


图4·2-2 半球反射图象

1——入射波; 2——反射波; ----三波点轨迹

二、现在来讨论规则反射区,过渡区,非规则反射区和半球反射区沿地面传播的冲击波阵面参数的近似计算方法。这里主要关心的是冲击波超压 Δp_r ,因为其它阵面参数都可由此求出。

1. 规则反射区:在我们所规定的规则反射区内,(4·2-1)式成立,波后非定常流场并不影响波在反射点的性质,因此非定常冲击波和定常激波的规则反射近似具有相同的性质,故可以直接用 $\gamma = 1.4$ 理想气体的规则反射理论。化爆试验结果表明,至少在超压不太大的条件下, Δp_r 的理论计算和实测结果符合得比较好。

2. 过渡区:至今还没有适合于计算该区域内反射波参数的理论,一般可利用声速点反射波超压 $\Delta p_{r,m}$ 的线性插值来确定过渡区的超压,即

$$\Delta p_r = \Delta p_r \cdot \frac{R - R_r}{R_m - R_r} + \Delta p_{r,m} \frac{R - R_m}{R_m - R_r}, \quad (4 \cdot 2 - 3)$$

式中 R_r 、 R_m 、 R 为声速点、非规则反射起点和过渡区某点至爆心投影点的距离, $\Delta p_{r,m}$ 为声速点的反射超压,可由规则反射理论求得,而

$$\frac{\Delta p_{r,m}}{p_0} = (1 + \mu^2) \left[\left(\frac{D_M}{c_0} \right)^2 - 1 \right] = \frac{7}{6} \left[\left(\frac{D_M}{c_0} \right)^2 - 1 \right]. \quad (4 \cdot 2 - 4)$$

实践证明,上述插值做为近似估计还是可行的。

3. 非规则反射区:虽然这个区内的三波结构比较清楚,但理论或数值计算方法上都还难以给出合成波参数和入射波参数之间的关系,只能利用实测数据求得某些经验结果。

我们已认定在非规则反射起点(4·2-2)式成立,不妨假定在整个非规则反射区内有

$$M_m = AM_1, \quad (4 \cdot 2 - 5)$$

式中 M_m 、 M_1 为合成波速和入射波速的马赫数, A 为待定参数,它与距离 R 、爆炸高度 h 等因素有关,但在非规则反射起点将退化为 $\frac{1}{\sin \alpha_0}$ 。现在还只能利用实测数据以求得 $A(R, h, Q)$ 的形式。

令

$$A = \frac{1}{\sin \alpha_{0_0}} + \left(1 - \frac{R_m}{R}\right) \phi, \quad (4.2-6)$$

$$\phi = \phi\left(\frac{R_m}{R}, h'\right), \quad (4.2-7)$$

式中 h' 为比例爆炸高度, 即 $h/Q^{1/3}$, ϕ 为未知函数, 可由实测数据加以拟合。

在 (4.2-5) 式形式下, 非规则反射区的反射超压可以写成

$$\frac{\Delta p_r}{p_0} = (1 + \mu^2) [A^2 M_1^2 - 1] = \frac{1}{6} \left[A^2 \left(\frac{6\Delta p_i}{p_0} + 7 \right) - 7 \right], \quad (4.2-8)$$

式中 Δp_i 为入射波超压。

4. 半球反射区: 高度较低的爆炸或者地面爆炸, 整个波都是半球反射波。显然, 将自由大气中点爆炸理论中的能量加倍 ($2E$), 求得的冲击波参数即应为能量为 E 的地面爆炸冲击波参数。实践证明这个结论符合实际情况。这个结论同时可作为求得半球反射起点的依据, 换句话说, 当用加倍能量算得的自由大气的冲击波参数和由 (4.2-8) 式算得的冲击波参数相等时, 即 (4.2-8) 式提供的 $\Delta p_r(R)$ 和自由大气提供的 $\Delta p_i(R)$ 的交点, 便认为是半球反射的起点。也有的文献认定距爆心投影点的距离大约等于 10 倍爆炸高度处为半球反射起点。

半球反射区的冲击波参数可以按自由大气爆炸冲击波的理论计算。

应该指出, 半球反射区的一倍能量原则, 严格说, 只在地面是完全刚体的理想条件下才能成立。极端情况下的触地爆炸形成弹坑要消耗能量, 即使地面不形成弹坑, 由于地面土石介质的形变, 也需要消耗点能量, 因此这个原则只是个近似。经验表明对于 $Q > 10\text{kT}$, 这个原则提供的参数与实际符合得较好。对于小当量 (千吨级) 的地爆, 这个近似就比较差一些, 有的书建议用 $1.8E$ 。总之, 对于当量为千吨级以下的地面爆炸来说, 这个近似需斟酌使用。

三、虽然上述计算方法可以求得空中爆炸时地面反射冲击波峰值超压 Δp_r , 但很不方便。为了便于计算, 可用图解法。以比例爆高 $h/Q^{1/3}$ 为纵轴, 以距爆心投影点的比例距离 $R/Q^{1/3}$ 为横轴, 用上述计算方法作出标准大气状态下 $Q = 1$ 千吨等超压曲线 (图 4.2-3), 利用该曲线即可求出不同爆高、不同距离处反射波的超压。在本书中所绘制的等超压曲线中, 总当量 Q 和力学能量 E 的关系取

$$E = 0.6Q.$$

根据已求得的 Δp_r , 再利用激波关系可以求得波阵面上其它参数。对于动压, 在规则反射区, 只考虑平行于地面的动压。取 $\gamma = 1.4$, 则

$$q = \frac{5}{2} \cdot \frac{\Delta p_r^2}{7p_0 + \Delta p_r} \cdot \frac{(7p_0 + \Delta p_r + 6\Delta p_r) \sin^2(\alpha_1 + \alpha_2)}{(7p_0 + 6\Delta p_r + \Delta p_r) \cos^2 \alpha_2}. \quad (4.2-9)$$

在非规则反射区, 由于合成波与地面垂直, 可用 (2.2-19) 式, 则

$$q = \frac{5}{2} \cdot \frac{\Delta p_r^2}{7p_0 + \Delta p_r}. \quad (4.2-10)$$

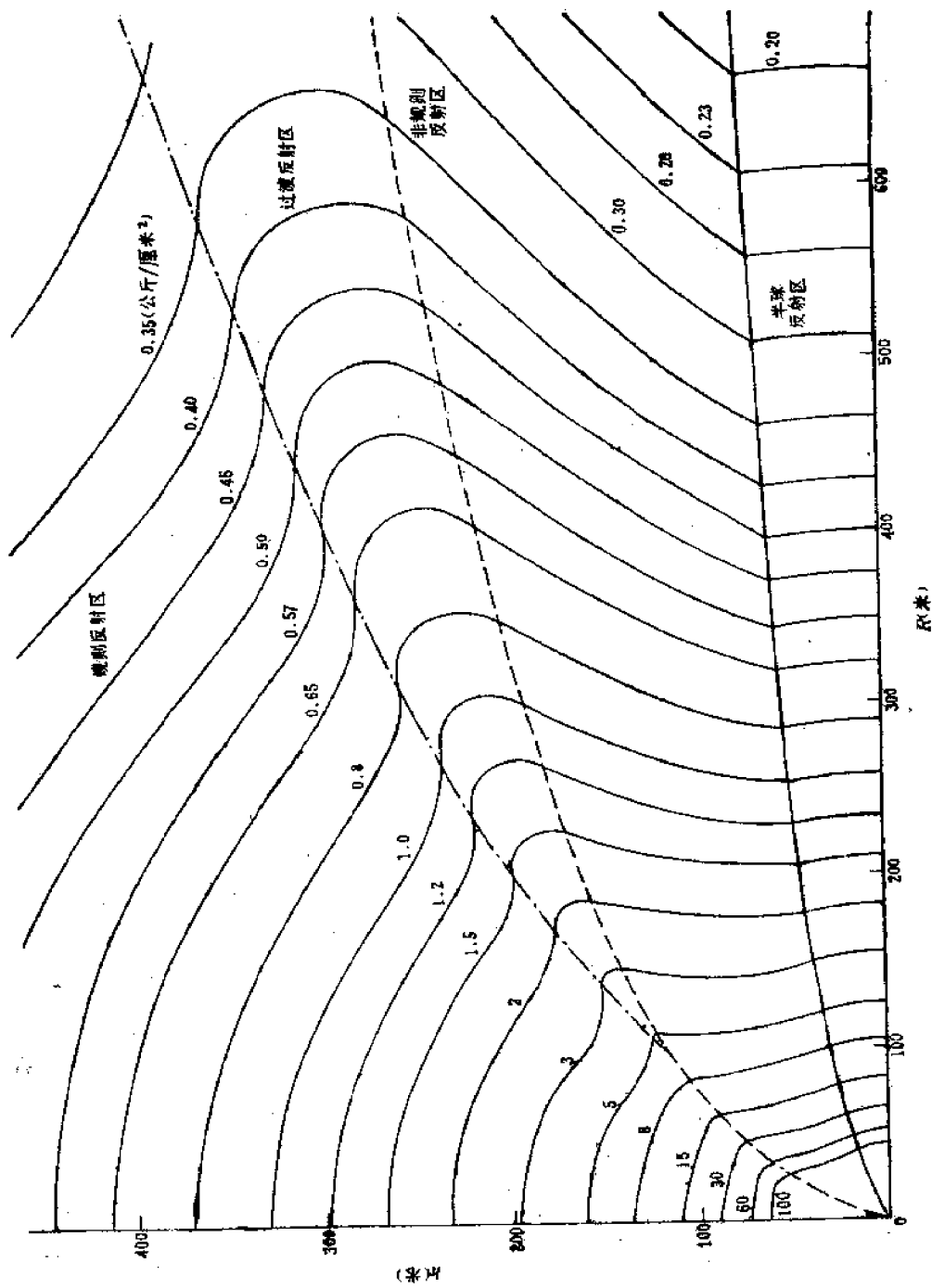


图4.2-3 等超压图

对于冲击波到达时间 θ ，在规则反射区可用自由大气点爆数值解的结果；在非规则反射区，可由合成波超压求出波速，再以非规则反射起点 R_m 算出走时，即

$$\theta = \theta_m + \int_{R_m}^R \frac{dR}{c_0 \sqrt{\frac{6}{7} \frac{\Delta p}{p_0} + 1}}, \quad (4.2-11)$$

式中 θ_m 为自由大气中波到达 R_m 处的走时。

应该指出，在规则反射区，过渡区，由于地面有其它影响因素，如地表上方空气含有大量灰尘和温度升高等，反射点附近的流场是极其复杂的。上述计算结果与实测有比较大的出入，还需要进一步的修正，详细讨论见下一章；但在非规则反射区，计算出的数据尚可应用。

由以上计算出的标准大气状态下的冲击波阵面参数，利用 § 2.4 的相似律可以求得不同大气状态下的波阵面参数。

四、目前在理论上还给出有关三波点高度的变化规律，但可以根据大量炸药的实验结果归纳出供实用的经验规律。

一般说，三波点升起的高度随距离的变化与比例爆高和地面性质有关；比例爆高相同，同一距离上坚硬地面与干燥沙漠的三波点高度不同；在同一距离上，比例爆高低的三波点高度高，反之则低。图 4.2-4 给出的化爆实验结果可以说明三波点高度变化的特征（参见文献 [5]）。

将大量化爆实验结果分析归纳后发现，三波点高度 y 随距离的变化大体可用下列经验公式描述：

$$y/h = a(R/R_m - 1)^2, \quad (4.2-12)$$

式中 R_m 为非规则反射起点距爆心投影点的距离； h 为爆高； a 为依赖于地面性质的参数，其值在 0.1—0.035 之间。 a 变化幅度较大的原因可能还与实验条件有关，对于核爆炸其值似宜取在 0.07 附近。这个经验公式仅适用于 $40 \text{ 米}/(\text{千吨})^{1/3} < h' < 300 \text{ 米}/(\text{千吨})^{1/3}$ 。虽然 (4.2-12) 式比较粗略，但做为实用还是可行的。

В. В. Подлубный, А. С. Фонарев^[4] 报道过关于冲击波地面反射的计算结果。计算的冲击波超压比为 7.90、2.33 和 1.32，相应的比例爆高为 83.4、136.2 和 177.3 米/ (千吨)^{1/3}。将计算的地面冲击波参数与我们的结果比较，大体情况是：当 $R/h < 1$ ，即在规则反射区内数值计算的数据略偏大；当 $R/h > 1$ ，即非规则反射区，计算结果明显偏高，有的甚至高出 30%。

一般说来热空气层、气象条件等对 $\Delta p = 1 \text{ 公斤}/(\text{厘米})^2$ 左右的冲击波的影响最小，因而测定有关参数是对核爆炸进行诊断的重要手段。看来文献 [4] 提供的结果还一时难于满足诊断的需要。

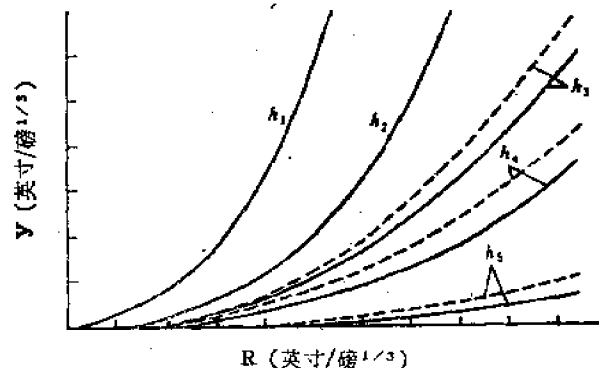


图 4.2-4 三波点高度随距离的变化

——坚硬地面，-----干燥沙漠

$h_1 = 1.53 \text{ 厘米}, h_2 = 2h_1, h_3 = 3h_1, h_4 = 4h_1, h_5 = 7h_1$

§ 4.3 地面爆炸、爆炸成坑

一、对于核爆炸，一般难以从技术上以爆炸高度来严格区分地面爆炸和空中爆炸。在 § 1.2 中已讨论了从武器使用和防护的角度提出的区分方法。就冲击波的传播规律来说，比例爆高 $h' < (20-30)$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，则可以认为是地面爆炸，那么冲击波的传播规律可以用能量加倍的自由大气中爆炸的结果来描述，其参数可以用 § 3.2 中的结果进行计算。但是，当比例距离和比例爆高相近时，仍然需作空中爆炸处理。对于 § 1.2 中所说的地爆，即 $h' \leq (50-60)$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，除了比例距离比比比例爆高大得多的条件下可以用上述简单方法处理外，一般都需要当做空爆来讨论。

地面爆炸不一定在地面形成弹坑，形成明显弹坑的比例爆高约为 $(10-15)$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，图 4-3-5 中负比例埋深的结果说明了这一点；当 $(10-15)$ 米 / (千吨) $^{1/3} \leq h' \leq (20-35)$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ ，仍然可以形成非明显弹坑；当 $h' > (20-35)$ 米 / (千吨) $^{1/3}$ 时，地面不再成坑，但爆心投影点附近地面发生龟裂并略向上隆起。

二、触地爆炸，除了第一章中所讨论的各种杀伤破坏因素外，另一个重要杀伤破坏因素是形成弹坑和在土石介质中形成冲击波或应力波，它是触地或浅地下爆炸用以破坏硬目标的极重要的手段。

研究成坑过程和冲击波在土石介质中的传播规律，是流体、弹塑性介质力学的课题。这里不拟做详细讨论，仅讨论成坑过程和某些有关的结果。

爆炸成坑和高速碰撞成坑的机理有许多相似之处。在近似条件下，可以求得一维或二维自模拟解^[6]。尽管这个解难以准确反映成坑过程，但对于了解成坑的主要机理是有益的。用数值方法解轴对称流体，弹塑性介质中爆炸问题，文献[7]、[8]中有许多计算结果和数据。文献[8]中分析了美国几次系列试验和苏联某些试验有关弹坑的数据，可供研究弹坑尺寸的相似律参考。

触地爆炸形成弹坑和传入地下的土石介质冲击波的能量约占总能量的 $(6-10)\%$ 。核爆炸形成的高温高压火球在土石介质中形成峰值为数百万大气压的冲击波。土石介质在经受冲击压缩过程中，经约 2 百万大气压冲击压缩后的土石介质将汽化，对于地下爆炸，汽化半径约 2 米 / (千吨) $^{1/3}$ ；经约 $(30-50)$ 万大气压的冲击压缩后的土石介质将液化，地下爆炸的液化半径约为 5 米 / (千吨) $^{1/3}$ 。而后，冲击波在垂直于爆心的轴线上，大体以爆心为球心的近球锥面内向土石介质深处传播。在冲击波作用下，使一定半径内的土石介质被压碎、破裂和产生塑性变形，最后衰减成弹性波。在冲击波传播过程中，当压强峰值约在 20 万巴以前，大约在爆点至波阵面的一半距离上，波后粒子速度开始由垂直于波阵面向前运动改变成背向波阵面运动，因此使得那些被压碎、破裂的土石介质获得向地表上方喷射的速度，示意如图 4-3-1。然而它和空气冲击波的负相不同，仅粒子速度改向，但并不出现负压。抛掷出的碎石一部分回落到空腔内，大部分堆集在空腔口沿上，形成弹坑，Brode 等人^[7]计算了在松软火山岩地面的百万吨当量的触地爆炸，描述的冲击波传播和成坑过程如下：

土石介质中冲击波是在约 90° 的垂直圆锥中作球面传播，例如当 $t = 0.1$ 毫秒时，超压为 1000 千巴的空气冲击波阵面到达的水平半径约 7.5 米，而在深度约 7.5 米处，高压区的压强约 7000 千巴，爆心附近仍保持在 2000 千巴。这时爆心附近土石蒸汽以约 60 公里/秒的速度向

地表以上喷出，在深度4—5米处，粒子速度由向上转为向下，同样在约7.5米深度向下的粒子速度为最大。

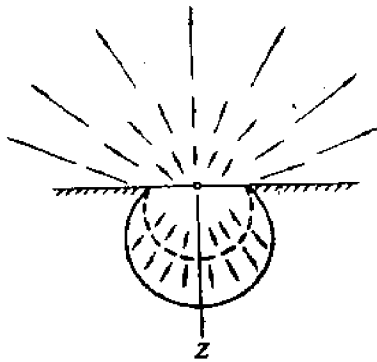


图4·3-1 波后粒子速度分布示意图

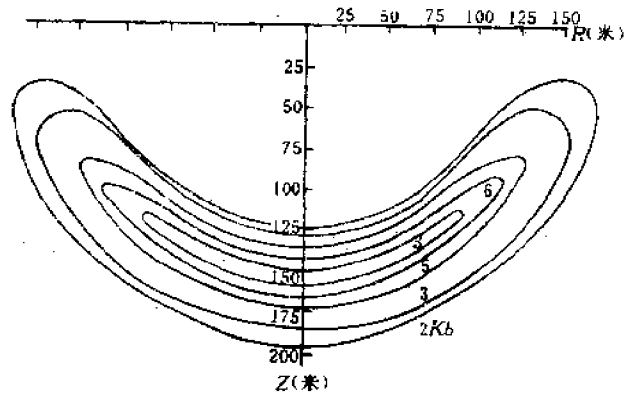


图4·3-2a 触地爆炸 ($t=52$ 毫秒) 的地内压强分布 (单位为千巴)

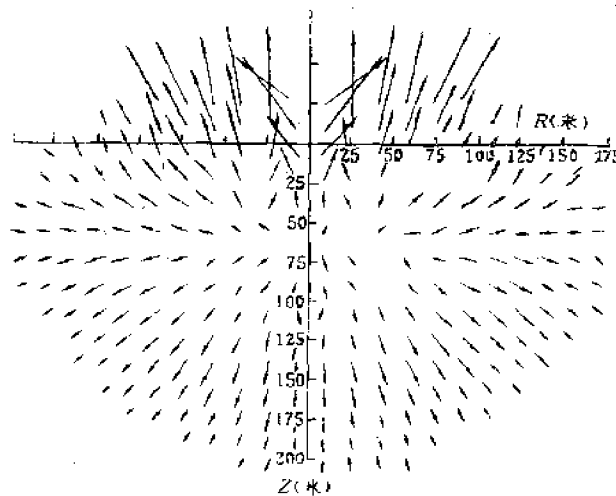


图4·3-2b 触地爆炸 ($t=52$ 毫秒) 的粒子速度分布

$t = 52$ 毫秒时，真实弹坑已大体成形。从这个时刻的压强分布看（见图4·3-2a），冲击波还相当强，尤其垂直于爆点的下方，它的强度足以摧毁某些硬目标。从粒子速度分布（见图4·3-2b）来看，大约在深度75米附近，粒子速度转向，这个转向的深度大体就是真实弹坑的深度；在表面，粒子以（4—5）公里/秒的速度向外喷出。如果计算中考虑到碎石的抛掷和回降，回降的碎石将使真实弹坑略有减小，稳定后即为外观弹坑。

弹坑四周压力峰值分布大致情况是：0.5千巴到达的垂直深度约180米，地面半径约235米；1千巴的深度约145米，地面半径约185米。

典型弹坑的垂直剖面如图4·3-3所示。从垂直剖面上看，外观弹坑的界限与抛物线相似。其外观深度 H_d ，直径 D_d ，不仅与爆炸当量有关，而且与土石介质的性质有极大的关系。外观弹坑的体积近似为

$$V_A = \frac{1}{8} \pi D_A^2 H_A \quad (4.3-1)$$

除去回降土石充填部分则为真实弹坑，它的边界就是由爆炸喷出土石后形成的自由空间界面。弹坑下方可以分为破裂区 D_R ，塑性区 D_P 。前者的特点是介质中存在许多径向裂缝，但向上无显著位移；后者是介质发生了永久性变形。这种分区并无严格界线，往往是连续变化的。 D_R 、 D_P 与 D_A 有下列近似关系：

$$D_R \approx 1.5 D_A \quad (4.3-2)$$

$$D_P \approx 3 D_A \quad (4.3-3)$$

在地表，由于抛出来的土石堆积在弹坑四周，形成弹坑的唇缘，唇缘的高度 H_L 与外观弹坑的深度 H_A 的关系近似为

$$H_L \approx \frac{1}{4} H_A \quad (4.3-4)$$

唇缘直径 D_L 与 D_A 的关系为

$$D_L \approx 2 D_A \quad (4.3-5)$$

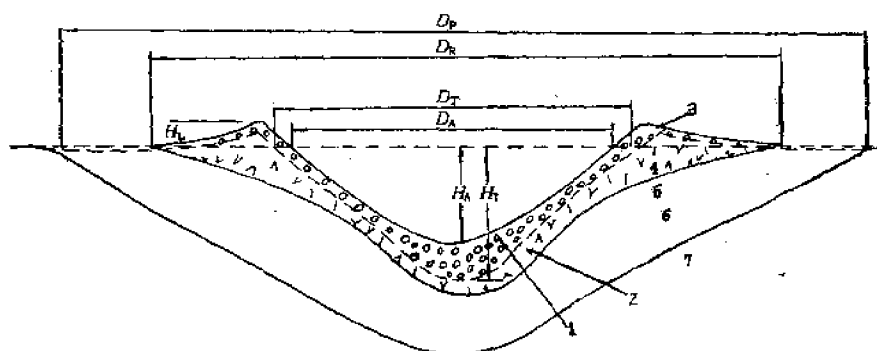


图4·3-3 弹坑示意图

1——外观弹坑；2——真实弹坑；3——唇缘；3以下为回降土石；4——破裂区；5、6——塑性变形区；7——弹性区边界

H_A 、 D_A 为外观弹坑深度和直径，
 H_T 、 D_T 为真实弹坑的深度和直径，
 D_R 、 D_P 为破裂区、塑性变形区直径，
 H_L 为唇缘高度。

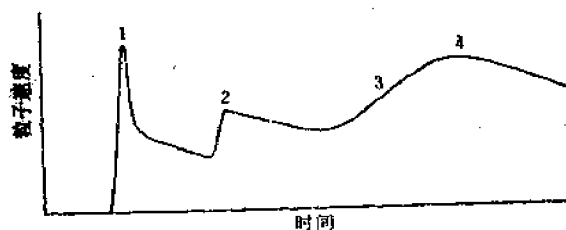


图4·3-4 浅埋爆炸成坑机理示意图

1——冲击作用；2——剥离作用；3——气体加速；4——抛掷与回降

三、具有一定埋深的爆炸的成坑机理与触地爆炸略有不同。浅埋爆炸的成坑过程如图4·3-4所示。起爆后在强冲击波的作用下，除了汽化、液化岩石外，并压缩周围岩石造成永久性位移，形成空腔；当冲击波经过岩石介质后，将相当一部分动量转移给介质，这就是图4·3-4中的第一个粒子速度峰值。当冲击波传到地表时发生反射，形成拉伸波（即负压波）。由于土石介质的抗拉强度比抗压强度低得多，因此地表岩石在拉应力作用下发生层裂，遭到剥

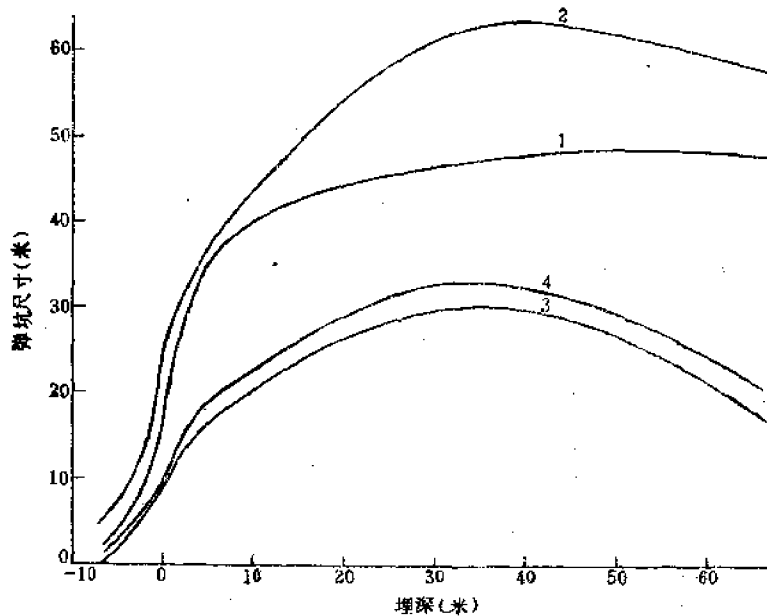


图4·3-5 1kT 当量爆炸弹坑尺寸与埋深的关系

1——干软岩石（土壤）弹坑半径；2——湿软岩石（土壤）弹坑半径；3——干软岩石（土壤）弹坑深度；
4——湿软岩石（土壤）弹坑深度

离破坏，使得介质获得动量，图4·3-4中第二个峰值就体现了这个过程。当冲击波传出以后，岩体内压力降低，空腔内气体的高压与岩体的压力差使空腔上半部加速增长，同时使得空腔上方岩石介质获得附加的动量。这个过程称为气体加速过程，图4·3-4中达到第三个峰值前的粒子速度增长阶段即显示了这一点。由于以上三个过程综合作用的结果，因而从景象上可以观察到：首先是爆心上方地面明显地隆起，随着地表破裂形成喷口，大量碎石向外抛掷，最后有一部分碎石回降，稳定后形成弹坑。弹坑的尺寸主要由气体加速作用结束时岩石介质中粒子速度场所决定。由于剥离破坏和气体加速作用，使得浅埋爆炸要比触地爆炸所形成弹坑大得多。

美国在冲积土中做了大量不同埋深的试验，得到了弹坑尺寸随埋深变化的经验曲线，文献[8]中有报道。新版“核武器效应”^[10]经过数据处理给出了软、硬、干、湿四种类型岩石（或土壤）中当量1千吨爆炸的弹坑尺寸随埋深的变化。这里复制了干、湿软岩石（土壤）的结果，见图4·3-5。

图4·3-5中负埋深表示距地面一定高度爆炸所形成的弹坑尺寸。随着埋深的增大，弹坑尺寸增加，尺寸最大时的埋深称为最佳埋深，埋深再增加，尺寸反而减少，达一定埋深便不再形成弹坑。

四、现在讨论弹坑参数的相似律。一般说来，弹坑的尺寸与爆炸能量 Q 、埋深 h 和土石介质的性质有关。由于介质性质的复杂性，难以建立严格的相似律，但是，根据大量的试验结果，可以建立近似的相似律，以供估算用。

弹坑的尺寸 R （半径、深度）与决定它的因素的关系可以写成如下函数形式。

$$R = f(Q, h, \eta', m),$$

式中 η' 、 m 是描述介质和爆炸性质的参量。试验结果表明，上述一般表达式可以写成三个独立函数乘积的形式，即

$$R = (Q\eta')^m \phi(h') = \eta Q^m \phi(h'), \quad (4.3-6)$$

式中

$$h' = h/Q^m, \quad (4.3-7)$$

称为比例埋深。若采用“立方根”相似律， m 应为 $1/3$ ，但与试验结果符合得不好。大量试验结果表明， m 值在 $1/3$ — $1/4$ 之间，若 m 取 $\frac{1}{3.4}$ 则与实测值符合得比较好， η 不妨认为是仅决定于介质的参数。

如果选定软岩石介质为基准，即令该介质的 $\eta = 1$ ，那么图 4.3-5 的结果，即外观半径 R_A 和深度 H_A 可以写成下列相似律的形式：

$$R_A = Q^{1/3.4} \phi_1(h'), \quad (4.3-8)$$

$$H_A = Q^{1/3.4} \phi_2(h'). \quad (4.3-9)$$

对于软岩介质的触地爆炸的弹坑尺寸为

$$\text{干: } R_A = 19Q^{1/3.4} (\text{米}); H_A = 8.4Q^{1/3.4} (\text{米}), \quad (4.3-10)$$

$$\text{湿: } R_A = 25Q^{1/3.4} (\text{米}); H_A = 9.3Q^{1/3.4} (\text{米}). \quad (4.3-11)$$

对于干软岩， R_A 、 H_A 为最大值的最佳埋深为

$$\text{当 } R_A = R_{Amax}, \quad h_0 = 52Q^{1/3.4} (\text{米}); \quad (4.3-12)$$

$$\text{当 } H_A = H_{Amax}, \quad h_0 = 36Q^{1/3.4} (\text{米}). \quad (4.3-13)$$

不形成弹坑的极限埋深约为

$$h_s = (90 \sim 100)Q^{1/3.4} (\text{米}). \quad (4.3-14)$$

其它岩石介质的弹坑尺寸可以参照上述结果，再根据实测值将 η 取不同值来推广使用。例如对于干硬岩石，半径的 η 取 0.8，深度的 η 取 0.7，对于湿硬岩， η 则分别取 0.8、0.9。

应该指出，利用上述相似律对弹坑参数进行估算是很粗略的，只有参考意义。甚至弹坑的几何形状也不是很规则的，与弹坑尺寸范围内土石介质的性质及其分布有密切关系。例如由于介质力学性质的非均匀分布，使得弹坑的最大深度可能不在爆点垂直下方而偏向某一侧，各个方向上的半径并不相同，等等。因此，这里所讨论的相似律只是大量试验结果所概括的近似规律。尽管这样，作为对弹坑的粗略描述还是有意义的。

§ 4.4 地下土石介质中的压缩波

无论是触地爆炸还是空中爆炸，在地下土石介质中产生多种波系。触地爆炸时，除了在弹坑周围产生土石介质冲击波外，还有空中冲击波拍打地面产生的压缩波或称应力波。前者在远距离处衰减为地震波，后者随空中冲击波向外传播，并随冲击波的衰减而衰减。即使空

中爆炸，也产生上述的地震波和压缩波。地震波波速比空气声速大得多，在空中冲击波波速比它小的距离上，波形由先到的地震波和后到的压缩波两个基本部分组成，典型波形示意如图4.4-1。考虑到地下土石介质分层的复杂性和压缩波在地面的反射，实际波形要复杂得多。

本节要讨论的主要内容是：压缩波随距地面深度的分布；触地爆炸产生的土石介质冲击波随深度的衰减规律。为了讨论这些内容，对土石介质的弹—塑性质先做简要介绍。

一、土石介质的力学性质可以用弹—塑性来描述，由应力—应变关系（又称本构方程）来表征。在一维平面的条件下，一个粒子的座标 x 为该粒子的初始位置 r 和时间 t 的函数： $x = x(r, t)$ ，应变则定义为

$$\varepsilon = \frac{\partial x}{\partial r} - 1. \quad (4.4-1)$$

若初始密度为 ρ_0 ，形变后的密度为 ρ ，则质量守恒定律可以表述为

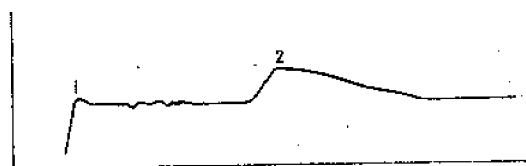


图4.4-1 压缩波的典型波形
1—地震波；2—压缩波

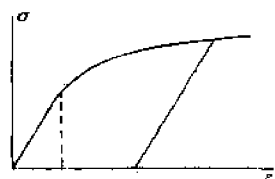


图4.4-2 弹性体的 $\sigma(\varepsilon)$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = 1 + \varepsilon. \quad (4.4-2)$$

应力 σ 定义为沿法线方向作用在某截面的总力被初始截面积除。那么应力—应变关系为

$$\sigma = \sigma(\varepsilon), \quad (4.4-3)$$

它的函数形式与物质的性质有关。一般说来，

$$\sigma > 0, \text{ 当 } \varepsilon > 0, \quad (4.4-4)$$

即当 $\sigma > 0$ ，为张力； $\sigma < 0$ ，为压力，且

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} > 0. \quad (4.4-5)$$

一般土石介质的 $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ 如图4.4-2所示。当 $\varepsilon < \varepsilon^*$ 时，表现为弹性体，即应力—应变为线性关系：

$$\sigma = E\varepsilon, \quad \text{当 } |\varepsilon| \leq \varepsilon^*, \quad (4.4-6)$$

式中 E 为介质的杨氏模量。

当应变大于弹性极限 ε^* 后，物体的应力—应变为非线性关系，称具有这种性质的物体为塑性体。对于塑性体，可以假定

$$0 < \frac{d\sigma}{d\varepsilon} < E, \quad \text{当 } |\varepsilon| > \varepsilon^*; \quad (4.4-7)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2} < 0, \quad \text{当 } \varepsilon > \varepsilon^*; \quad (4.4-8)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2} > 0, \quad \text{当 } \varepsilon < -\varepsilon^*.$$

对于一维平面运动，有下列方程组

粒子速度：
$$u = \partial x / \partial t, \quad (4.4-9)$$

动量守恒：
$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial x} \circ \quad (4.4-10)$$

由(4.4-1)式可求得

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0 a^2} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial t}, \quad (4.4-11)$$

式中

$$a^2 = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}, \quad (4.4-12)$$

a 乃是扰动在弹塑性体内的传播速度。在弹性区

$$a_e = \sqrt{E/\rho_0} \quad (4.4-13)$$

是一个定值；在塑性区，其扰动传播速度为 a_p ，且恒有

$$a_p < a_e, \quad (4.4-14)$$

通常声速 c 定义为

$$c = \sqrt{-\frac{d\sigma}{d\rho}}, \quad (4.4-15)$$

则 a 与声速的关系为

$$\rho_0 a = \rho c, \quad (4.4-16)$$

ρc 称为声阻抗。

类似于流体力学中一维等熵流的讨论，考虑到 $|u| \ll a$ ，则特征型方程简化为

$$\left. \begin{aligned} \frac{D^+}{D_t} J_+ &= 0, & dx &= a dt \\ \frac{D^-}{D_t} J_- &= 0, & dx &= -a dt \end{aligned} \right\} \quad (4.4-17)$$

式中

$$J_+ = u - \int \frac{d\sigma}{\rho a}, \quad J_- = u + \int \frac{d\sigma}{\rho a}, \quad (4.4-18)$$

当 $\varepsilon < \varepsilon^*$ 时，合并起来写成，

$$J_{\pm} = u \mp \frac{\sigma}{\rho a_e}. \quad (4.4-19)$$

对于理想弹塑性体，当 $\varepsilon > \varepsilon^*$ ，塑性波速度 a_p 为常数，则

$$J_{\pm} = u \mp \frac{\sigma_e}{\rho a_e} \mp \frac{\sigma - \sigma_e}{\rho a_p}, \quad (4.4-20)$$

式中 σ_e 为弹性极限应力。

由前面的讨论可以归纳出弹塑性体和一般气体在某些力学性质上的差异；

1. 在弹塑性体中, 冲击波或者简单波不仅在压缩运动过程中存在, 也可以在膨胀运动过程中存在, 而后者在气体中则不可能存在。

2. 扰动传播速度, 在气体中是随着压缩单调地增加, 在弹塑性体中, 当 $|\varepsilon| < \varepsilon^*$, 扰动传播速度为常数, 当 $|\varepsilon| > \varepsilon^*$ 后, 随 $|\varepsilon|$ 增加其速度反而减小。

3. 在弹塑性体中可以存在“声速”间断面。在弹性阶段, 由 (4.4-6) 式可得间断面两侧的跃变量

$$\sigma_1 - \sigma_0 = E(\varepsilon_1 - \varepsilon_0), \quad (4.4-21)$$

由运动方程可得

$$u_1 - u_0 = -a_s(\varepsilon_1 - \varepsilon_0), \quad \sigma_1 - \sigma_0 = -\rho_0 a_s(u_1 - u_0), \quad (4.4-22)$$

消去 $u_1 - u_0$ 得

$$\sigma_1 - \sigma_0 = \rho_0 a_s^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) \quad (4.4-23)$$

式中 a_s 相当于击波速度, 上式相当于激波关系。

4. 弹塑性体经过冲击压缩 (又称加载过程) 后, 在应力恢复到初始值 (又称卸载过程) 时, 由于应力、应变关系是非线性的, 物体将产生永久形变, 如图 4.4-2 中 ε_p 所示。这个永久形变无法用激波关系中熵增的特点来描述。

二、由于土石介质的复杂力学性质, 一般要根据介质的本构方程进行数值模拟, 才能给出空气冲击波拍打地面所产生的压缩波随深度的变化, 但难以得到普适的规律。这里先介绍最简单的一维平面理想弹塑性模型求得的应力随深度的变化。

理想弹塑性的应力应变关系如图 4.4-2 所示。由图可见, 弹性波和塑性波波速皆为常数。图中还标出了卸载过程, 该过程中卸载波波速仍为 a_s , 完全卸载后留下显著的永久形变。

令空气冲击波超压的正相波形为

$$\Delta p(t) = \Delta p_s \left(1 - \frac{t}{\tau_s}\right)^n, \quad (4.4-24)$$

假定 n 为整数。由冲量 I 定义可求得

$$n+1 = \frac{\Delta p_s \tau_s}{I}. \quad (4.4-25)$$

并令弹塑性波速比值为

$$\gamma = a_s/a_p. \quad (4.4-26)$$

拉赫马杜林利用特征线理论求得了应力随深度的衰减规律。在卸载过程中, 到达某一时刻 B 点, 由 B 点分别作正负特征线, 与 $z-t$ 图中卸载波的走时线相交于 B_1 、 B_2 点, 参见图 4.4-3。由

$$z = a_s t, \quad \text{沿 } OB_1 B_2, \quad (4.4-27)$$

$$z = \mp a_p (t - t'), \quad \text{沿 } BB_1 \text{ 和 } BB_2, \quad (4.4-28)$$

可求得 B_1 和 B_2 点为

$$z_1 = \beta t', \quad z_2 = \alpha t', \quad (4.4-29)$$

式中

$$\beta = \frac{a_s}{1 + \gamma}, \quad \alpha = \frac{a_s}{1 - \gamma}. \quad (4.4-30)$$

利用黎曼不变量的性质，对于 BB_1 、 BB_2 有

$$u(z_2) - \frac{1}{\rho a_p} \sigma(z_2) = u(t') - \frac{1}{\rho a_p} \Delta p(t'), \quad (4.4-31)$$

$$u(z_1) + \frac{1}{\rho a_p} \sigma(z_1) = u(t') + \frac{1}{\rho a_p} \Delta p(t'), \quad (4.4-32)$$

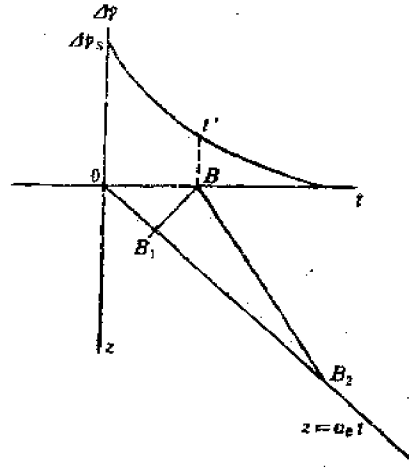


图4.4-3 卸载波的 $z-t$ 图

对于 B_1 、 B_2 ，有

$$u(z_1) - u(z_2) = -\frac{1}{\rho a_p} [\sigma(z_2) - \sigma(z_1)]. \quad (4.4-33)$$

由上面的三个式子消去 u ，得

$$2\Delta p(t') = \frac{1+\gamma}{\gamma} \sigma(z_2) - \frac{1-\gamma}{\gamma} \sigma(z_1), \quad (4.4-34)$$

将 $\Delta p(t')$ 按二项式展开，再将 $\sigma(\alpha t')$ ， $\sigma(\beta t')$ 按 t' 的幂级数展开，比较 (4.4-34) 式两侧的系数，可得 $\sigma(t')$ 的幂级数的系数，最后便可求得 σ 随无量纲深度的衰减规律为

$$\begin{aligned} -\frac{\sigma}{\Delta p} &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2(\gamma^2-1)^{n+1} n!}{[(\gamma+1)^{n+1} - (\gamma-1)^{n+1}] m!} \cdot \frac{z^n}{a_p^n \tau_+^n} \\ &\approx 1 - \frac{\gamma^2-1}{2\gamma} \frac{z}{a_p \tau_+}, \quad n=1, \end{aligned} \quad (4.4-35)$$

取 $n=1$ ，峰值随无量纲深度 $z/\tau_+ a_p$ 的衰减规律，如图4.4-4所示。

一般说来，用一维弹塑性波理论求得的衰减率比实际结果要慢。当然，除了理论本身的缺点外，和加、卸载过程中应力应变关系的特点有极密切的关系。从理论上要得到精度比较高又普遍适用的结果是比较困难的，上述结果只能做粗略估计用。

文献[11]对于不成坑的20吨炸药爆炸在不同距离上冲击波拍打地面产生的应力和粒子速度随深度的变化进行了数值模拟并和实测结果进行了比较。爆炸现场的土壤是分层的，上面两层约为1.3米厚的干粘土和6米厚的干粉砂。这两层土壤在加载过程中应力随应变迅速变化上升到最大应力，卸载时几乎是从最大应力直线下降为零，残存下显著的永久性压缩。

对于这样性质的土壤，应力随深度的衰减比较快。图4·4-5给出了距爆心投影点距离为16.15米（53英尺），超压峰值为70.3公斤/厘米²的空气冲击波拍打地面时，土中应力峰值和垂直地面的粒子速度峰值随深度的变化。在1米以下深度的实测和理论计算结果符合得比较好；不到1米处，实测比理论结果衰减得更快，数据相差约一倍。

图4·4-2所示的应力应变关系有明显的弹性滞后效应，因而伴随加、卸载循环必有较多能量耗散，这就使得弹塑波强度随深度衰减显著。

为了有一个较适用的估算公式，用指数衰减律来拟合，即

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\delta z} \quad (4\cdot4-36)$$

假定衰减指数 δ 仅与地面冲击波超压 Δp_0 ，正相持续时间 τ_+ ，冲量 I 和土石介质的性质有关。

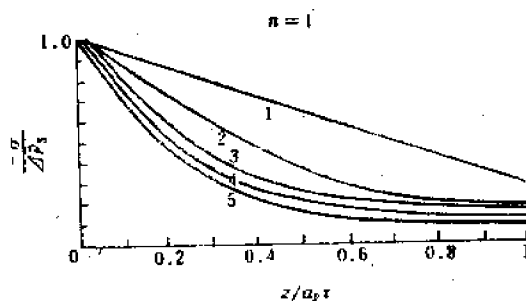


图4·4-4 $-\sigma/\Delta p_0$ 随无量纲深度 $Z/a_p \tau$ 的衰减
 (1) $\gamma=2$, (2) $\gamma=3$, (3) $\gamma=4$, (4) $\gamma=5$, (5) $\gamma>6$

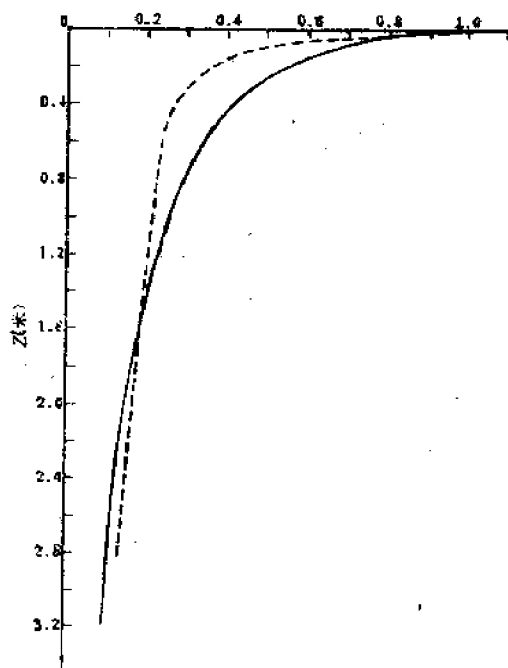


图4·4-5 σ/σ_0 、 u/u_0 随深度的衰减
 — u/u_0 , $u_0=55$ 英尺/秒, ---- σ/σ_0 , $\sigma_0=1000$ 磅/(英寸)²

由量纲分析理论可以证明

$$\delta = \delta_0 \left(\frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \right) \left(\frac{I_+}{\rho a_p^2 \tau_+} \right), \quad (4.4-37)$$

亦可写成

$$\delta = \frac{k}{a_p t_c} \left(\frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \right), \quad (4.4-38)$$

式中 t_c 为有效作用时间, 与 τ_+ 的关系为

$$t_c = \eta \tau_+, \quad (4.4-39)$$

系数 η 与 $\Delta p_+ / p_0$ 有关。 k 、 η 可由实测结果给定。

参 考 文 献

- [1] R. Courant, K.O. Friedrichs, *Supersonic Flow and Shock Wave*.
- [2] 流体力学论文集, Vol.I, 359—382, 419—454.
- [3] P. Kutler, V.S. Shanker, *AIAA Jour.*, 15 (1977), 197. G. Ben-Dor, I.I. Glass, *AIAA Jour.*, 16 (1978) 1146.
- [4] С.К. Годунов Численное Решение Многомерных Задач Газовой Динамики, Моск. физ.-тех. инст. 1976.
H. L. Brode, *Problems Associated with Air Blast Interaction calculation*. RAND Corporation, July, 1970.
В.В. Подлубный, А.С. Фонарев, *Механика жидкости и газа* № 6, 1974.
- [5] W. E. Baker, *Explosions in Air*, 1973.
- [6] *High-velocity Impact Phenomena*, 214—237, 1970.
- [7] H. L. Brode, R. L. Bjork, *UCRL-6438*, 1961.
- [8] *Peaceful Nuclear Explosions*, 346—375, 377—414, 1970.
- [9] J. V. Bryan et al, *UCRL-51659*, 1974.
- [10] 见第一章参考文献[1].
- [11] J. J. Burke, V. Weiss, *Shock waves and The Mechanical Properties of Solid*.

第五章 影响冲击波传播的因素

§ 5.1 爆炸区域的环境条件

一、核爆炸条件下，爆心投影点的附近区域（例如空爆时，在以爆炸高度为距离的这个区域）地表以上的大气环境是比较复杂的，它既影响着冲击波的传播及其杀伤破坏作用，也对热辐射的传播等带来影响。

这个环境的主要特征是在地表上方具有不同高度的热空气层和扬起的灰砂气团。在核爆炸的强烈光辐射照射下，地表温度急剧升高。由于光辐射的持续时间不长（见第八章），升温主要集中在地表的薄层内。理论计算表明，地表下一厘米处的升温仅及地表的一半，即使百万吨以上大当量爆炸，地表下（4—5）厘米处温度也就不再升高，小当量仅及（2—3）厘米，而且温度升至最高点的时间也比较短。正是因为地表薄层土石介质在短时间内受到强烈光辐射的照射，使得地表介质发生物理和化学变化，从而造成地表上方的复杂大气环境。

在比较近的距离上，地面温度可以升高到土石介质的熔点以上，达（2—3）千度。在这样高的温度下，地表表层介质熔融，同时使地表中易挥发性物质气化，喷发出烟雾。这个情况与物体的温度突然变化所引起的热爆炸相似。即使地表温度升高不到熔点，仅升高到几百度就可以观察到上述现象。由于地表和其上方有很大的温差，形成强烈的热对流，使得地表上方出现的烟雾不断升起。

洁净大气对处于可见光波段的光辐射来说，基本上是透明的，吸收极小。换句话说，在光辐射作用下，洁净大气的温度无大变化。可是，由于地表在光辐射作用下喷发出的烟雾使得地表上方空气的透明度大大减小，因此，受光辐射照射后的地表上方含灰尘和烟雾的air的温度有显著的升高，形成具有一定高度的热空气层。随着对流带来的物质和热量交换，使得热空气层的温度和高度不断变化，示意如图5.1-1。

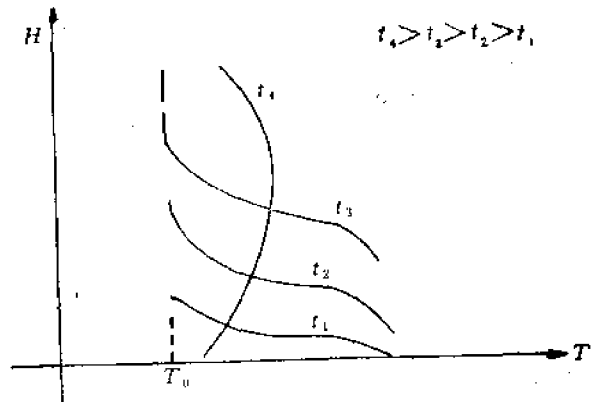


图5.1-1 热空气层温度变化示意图

时刻 t_1 ，空气层温升已到最大，但高度较低，随着时间增加，热空气层逐渐增高，到 t_4 时，高度虽仍在增加，但最大温升已经降低，最后恢复到常温。爆炸高度不同，不同距离上热空气层的高度和温度分布也都不同。由于其中气流状况比较复杂，测量也比较困难，因此迄今还给出不出确切的定量规律。

在热空气层某个高度上，温度随时间的变化如图5.1-2所示。温度是相当快地（比如说几分之一秒）升到极大值，而后较缓慢地下降到常温。

热空气层的最高升温随距爆心投影点距离的变化，可由（5.1-7）式来描述它的变化特点与爆炸高度、当量有关。热空气层的升温虽可以进行计算^[1]，但难以给出可靠结果；地面升温的计算则比较可靠。

二、将大地看作无限厚的物体，沿垂直于地面的 x 方向的热传导方程为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (5 \cdot 1-1)$$

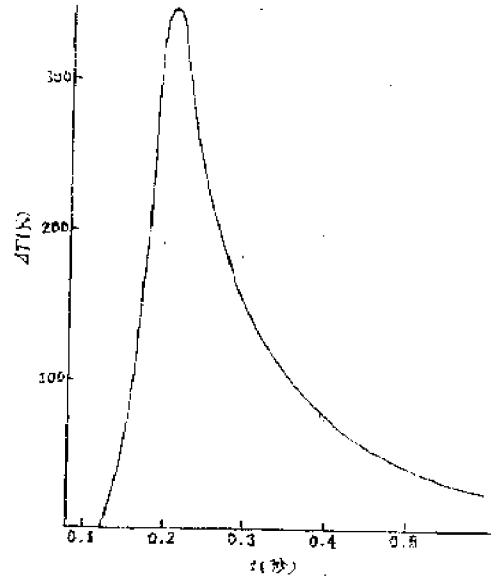


图5·1-2 热空气层某高度温度随时间变化示意图

式中 α 为热扩散系数。初始条件为

$$T(x, 0) = T_0 \quad (5 \cdot 1-2)$$

边界条件为

$$-k \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \mu E(t) \cos \theta - \sigma(T^4 - T_0^4) \quad (5 \cdot 1-3)$$

式中右端前一项表示地表受光辐射照度 $E(t)$ (见第十章) 照射后单位时间单位面积所吸收的热量，后一项表示地表升温后向空气的再辐射，且 $\alpha = k/\rho c_s$ ， ρ 为介质密度， c_s 、 k 分别为地表介质的比热和热传导系数， μ 为地面的吸收系数， θ 为光辐射的入射角，即爆心到测点的连线与地面的夹角， σ 为斯忒藩-波茨曼常数。方程的解为

$$\Delta T(x, t) = \int_0^t \frac{g(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} e^{-x^2/4\alpha(t-\tau)} d\tau \quad (5 \cdot 1-4)$$

由此可以算出某个时刻 t 升温随深度 x 的分布。如果只关心地表的最大升温，则

$$\Delta T_{max}(0, t') = \int_0^{t'} \frac{g(\tau, R)}{\sqrt{t'-\tau}} d\tau \quad (5 \cdot 1-5)$$

式中

$$g(\tau, R) = \frac{1}{\rho \sqrt{\pi \alpha}} [\mu E(\tau, R) \cos \theta - \sigma(T^4(\tau, R) - T_0^4)] \quad (5 \cdot 1-6)$$

t' 为无限厚物体升温达最大值所需时间，约为 $1.6t_{max}$ ， t_{max} 为照度到达极大值的时间 (见第十章)。

由于考虑到地面的再辐射，问题变为非线性的，用迭代法才能算出结果。如果不考虑再辐射，则温升随距爆心投影点距离 R 的分布具有如下的形式

$$\Delta T_{m, \dots}(R) = \Delta T_m(0) \frac{e^{-\beta R}}{R^2} \cos\theta, \quad (5.1-7)$$

式中 β 为与 R 无关的常数， $\Delta T_m(0)$ 为爆心投影点处的最大升温。

热空气层的最高升温主要取决于地面升温 and 地表性质，不妨认为热空气层最高升温亦有类似(5.1-6)式的分布。

如果关心的是冲击波到达时刻 θ 的地表升温，需将(5.1-4)式的 t 换为 θ 。

三、除了上述热空气层中含有大量的烟雾外，冲击波沿地面传播时也将使地面灰砂飞扬。前面已经提到，由于大量空气涌入爆心附近形成的余风，造成大量的灰砂飞扬，形成高达几十米的灰砂气团。它的高度随距爆点的距离增大而降低，好象形成了一个灰砂屏障，因而爆后短时间内，爆点周围大气能见度显著下降，远处看不清爆点附近的物体。显然，灰砂气团的形成过程和它的状态与地面的性质关系极大，例如干燥砂土地带和湿润地带的差别就很大。关于这方面的近似计算可参看文献[1]。

上述环境对近区冲击波、光辐射的传播有很大的影响。由于灰砂气团，主要是冲击波波后流场所造成的，在冲击波到达某点之前，它尚未形成，因此对冲击波影响不大。但是，由于波后流场中有大量微粒存在，可能增强动压的杀伤破坏作用。对于空中爆炸，热空气层是在冲击波到达前形成的，这样，冲击波将在热空气层的界面上发生反射和透射，而透射波在热空气中传播，再和地面相碰。因此在热空气层存在的范围内，地面反射冲击波的传播规律就要复杂得多。

§ 5.2 激波在不同热性质和含尘埃气体中的传播

一、在讨论热空气层对冲击波传播影响之前，先讨论定常激波在不同性质气体界面的折射反射和尘埃对它的影响。

当激波由绝热指数为 γ_0 ，声速为 c_0 的气体进入 γ_1 ， c_1 的气体时，波在这两种气体的分界面处同激波与刚壁相碰时产生的反射相类似，变化是不连续的。详细讨论可参考文献[2]。

当强度为 ξ 的激波以 α_0 角入射到气体界面上时，如果只考虑 $\gamma_0 = \gamma_1$ ， $c_0 < c_1$ 的情形，那么当 α_0 小于某个转换角 α_c （类似于刚壁相碰时极限角），激波将产生透射波 M ，波强为 ξ_2 ，折射角为 α'' ，同时反射一个稀疏波 R （或称膨胀波），通过稀疏波压强和密度都会下降，同时产生一个滑流 S ，波场如图5.2-1所示。当入射角增大到转换角 α_c 以后，同刚壁界面上的非规则反射相似，亦形成三波结构，图5.2-1中的稀疏波 R 转变为激波。

透射波、反射波的强度、透射角和转换角都与入射波强度、入射角的大小以及两种气体的性质 γ_0 ， γ_1 ， c_0 和 c_1 等有关。理论上可以求得它们之间的关系，但比较复杂，这里仅做

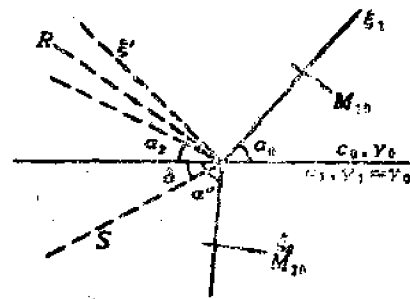


图5.2-1 激波在气体界面的折反射

简单的讨论。

在界面处反射波和透射波速度的马赫数 M_1 和 M_2 满足折射律，即

$$\frac{M_1}{\sin \alpha_0} = \frac{M_2}{\sin \alpha''} \quad (5.2-1)$$

式中

$$M_1 = \frac{D_1}{c_0}, \quad M_2 = \frac{D_2}{c_1} \quad (5.2-2)$$

在滑流两侧，压强相等，因而

$$\xi_2 = \xi_1 \xi' \quad (5.2-3)$$

$$\xi_1 = p_0/p_1, \quad \xi' = p_1/p_2 \quad (5.2-4)$$

若反射波为稀疏波，则

$$\xi' > 1 \quad (5.2-5)$$

若反射波为激波，则

$$\xi' \leq 1 \quad (5.2-6)$$

由上式可见，当 $\xi' \leq 1$ 时，透射波将比入射波强，即 $\xi_2 < 1$ ；反之当 $\xi' > 1$ 时，透射波略有减弱，且由(5.2-1)式可见折射角 α'' 将略大于入射角 α_0 。

如果只考虑 $\xi' > 1$ 的情形，在 $\frac{c_0}{c_1} \sim 1$ 的近似下，当 $\gamma_1 = \gamma_0 = 1.4$ 时，透射波强为

$$\xi_2 = \xi_1 - \frac{(1 - \xi_1) \left(\frac{c_1}{c_0} - 1 \right)}{\frac{c_1}{c_0} \frac{(3 + 4\xi_1)}{6 + \xi_1} + \sqrt{\frac{6\xi_1 + 1}{7}}} \quad (5.2-7)$$

有了 ξ_2 ，可算出 D_2 ，由(5.2-1)式可求得 α'' 。转换角 α_L 的公式这里不再给出。

在 $c_1 > c_0$ 的条件下，一定波强 ξ_1 的入射波在某个入射角 α_L 透射时，透射波波速可能小于热气体中声速，即

$$M_2 \leq 1 \quad (5.2-8)$$

那么在透射波前将出现前驱波。在(5.2-1)式中，因要求

$$\sin^2 \alpha'' \leq 1,$$

则

$$\sin^2 \alpha_L \leq \left(\frac{c_0}{c_1} \right)^2 \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2$$

当 $D_1 = D_2$ 时， α_L 为最大。即入射角 α_0 等于 α_L 时，有

$$\sin \alpha_L = c_0/c_1 \quad (5.2-9)$$

在入射角 α_0 大于 α_L 角后，透射波前开始出现前驱波。

为了对上述描述有个定量的了解，现举例说明。设激波从氧气进入氮气，这两种气体的状态为

$$\gamma_0 = \gamma_1 = 1.4; \quad c_0/c_1 = 0.935$$

不同强度激波在界面反射时， α_r 和 α_L 值见表5.2-1。

表5·2-1 不同入射波强的 α_0 和 α_L

入射波强度 ξ_1	α_0 (度)	α_L (度)
0.9	44.1	69.3
0.5	49.4	69.3
0.3	53.4	69.3

表5·2-2

ξ_1	α_0 (度)	ξ_2	α'' (度)
0.9	40	~1	~43
0.5	40	1.01	~43
0.3	40	1.03	~43

当 $\alpha_0 < \alpha_L$ ，例如 $\alpha_0 = 40^\circ$ ，不同强度入射波经过界面后透射波强度的计算值见表5·2-2。

图5·2-2给出了不同 ξ_1 下 α'' ， ξ_2 随 α_0 的变化。由图可见，入射波不很强时，当 $\alpha_0 < 50^\circ$ ， ξ_2 、 α'' 与 α_0 的关系不大。

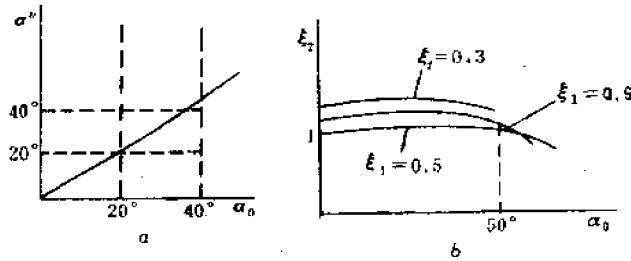


图5·2-2 $\alpha > \alpha_1$ 时，a. α'' 与 α_0 ， ξ_1 的关系
b. ξ_2 与 α_0 ， ξ_1 的关系

由上述例子可以看到：一般说来，折射角 α'' 总大于入射角 α_0 ，透射波波强仅有百分之几的减弱。出现前驱波的入射角 α_L 在 c_0 、 c_1 相差不大时，大于 α_0 ；如果 c_0 、 c_1 相差比较大时， $\alpha_L < \alpha_0$ ，前驱波出现在规则折、反射区内。这种情况在核爆炸近区冲击波与热空气层的相互作用中是比较常见的现象。

通常，透射波减弱得比较小，可以近似认为

$$D_1 \approx D_2, \quad (5\cdot2-10)$$

则(5·2-1)式可以近似成

$$\sin \alpha'' = \frac{c_1}{c_0} \sin \alpha_0. \quad (5\cdot2-11)$$

在有地面存在时，上式可以用来计算透射波对地面的入射角。

二、含尘埃气体中激波传播是个两相流体力学问题，这里不准备作仔细的讨论。只是根据需要进行最简单的讨论以求解释热空气层内地面水平动压增加的现象，详细讨论可参看文献[3]。

含尘埃空气中激波关系与尘埃的粒度分布关系很大。根据前述热空气层的生成特点，假定尘埃粒子在气体中所占体积可以忽略，并且是均匀分布的，气体为理想气体。令激波上尘埃粒子的速度、密度、温度和比热分别为 v' ， ρ' ， T' 和 c_k ，且质量流为

$$\dot{m} = \rho'v' \quad (5.2-12)$$

若气体的质量流 $m = \rho v$ ，则动量守恒和能量守恒方程为

$$mv + \dot{m}v' + p = (m + \dot{m})v_0 + p_0, \quad (5.2-13)$$

$$c_p T + \eta c_p T' + \frac{v^2}{2} + \eta \frac{v'^2}{2} = c_p T_0 + \eta c_p T_0 + \frac{v_0^2}{2} + \eta \frac{v_0'^2}{2}, \quad (5.2-14)$$

式中脚标“0”表示波前的状态，不带“，”的量为气体的有关量， c_p 为气体的定压比热，带“，”的量为尘埃粒子的有关量，且

$$\eta = \dot{m}/m \quad (5.2-15)$$

利用理想气体比热公式

$$c_p = \gamma R_0 / (\gamma - 1), \quad (5.2-16)$$

R_0 为气体常数，则(5.2-14)式可以写成

$$\frac{1}{2}(v^2 + \eta v'^2) + \frac{\gamma R_0}{\gamma - 1}(T + \eta \delta T') = \frac{1}{2}(v_0^2 + \eta v_0'^2) + \frac{\gamma R_0}{\gamma - 1}(T_0 + \eta \delta T_0), \quad (5.2-17)$$

式中

$$\delta = \frac{c_{p'}}{c_p} \quad (5.2-18)$$

上述方程和纯气体的相比，多了两个变量 v' 和 T' ，因此求解方程时，必须知道 v' 和 T' 与气体状态参数之间的关系。也就是说，当尘埃进入激波后，尘埃粒子的速度和温度将逐渐和气体相平衡，这个建立平衡的热交换和动量交换过程，和§3.3中粘性导致激波结构相类似，使得激波不再是一个间断面，而存在一定的结构。我们仅关心波阵面上参量，为此仅考虑热交换和动量交换迅速完成，建立平衡后的情况。换句话说，假定尘埃粒子和气体具有相同的温度和流速，即

$$v = v'; \quad T = T' \quad (5.2-19)$$

再引进等效绝热指数

$$\gamma_e = \gamma \frac{1 + \eta \delta}{1 + \gamma \eta \delta} = \gamma \frac{1 + \frac{\rho' c_{p'}}{\rho} \frac{(\gamma - 1)}{\gamma R_0}}{1 + \frac{\rho' c_{p'}}{\rho} \frac{(\gamma - 1)}{R_0}}, \quad (5.2-20)$$

则由(5.2-13)和(5.2-17)式可得绝热指数为 γ_e 的理想气体激波关系(2.2-15)——(2.2-18)式。

实际计算表明，热空气层中存在尘埃对冲击波的超压峰值影响比较小，但对动压却有明显的影响。为了比较，令含尘埃气体冲击波阵面的动压为 q' ，纯气体为 q ，由 q 与 p_1/p_0 的关系(2.2-20)式，再考虑到有无灰尘的初始密度比，可得

$$q'/q = (1 + \rho'/\rho) \frac{1 - \mu^2}{1 - \mu'^2} \cdot \frac{1 + \mu^2 p_1/p_0}{1 + \mu'^2 p_1/p_0}, \quad (5.2-21)$$

式中

$$\mu^2 = \frac{\gamma_e - 1}{\gamma_e + 1}, \quad \mu'^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (5.2-22)$$

由于

$$\gamma' \leq \gamma; \quad \mu' \leq \mu^2, \quad (5.2-23)$$

所以

$$q' \geq q. \quad (5.2-24)$$

为了看出增大的情况，取 $c_A = 0.22$ 卡/克，计算了几个例子，结果见表 5.2-3。

表5.2-3 不同冲击波强度下动压随 ρ'/ρ 的增加

ρ'/ρ	0.5				2			
$\frac{\Delta p}{p_0}$	0.5	1	4	19	0.5	1	4	19
q'/q	1.5	1.6	1.7	1.8	2.2	2.3	2.7	3.3

由表可见，在 $\Delta p/p_0$ 不大的情况下，动压的增大主要是由于密度增加，而粒子速度并无明显影响；只有当 $\Delta p/p_0$ 较大时，粒子速度才有所增加，但增加量也不很大。

§ 5.3 热空气层对核爆炸冲击波传播的影响

爆炸冲击波经过与热空气层的相互作用后，在地面上反射，地面反射波又与热空气界面相互作用，这个反复过程使问题变得极为复杂。它的复杂性一方面在于我们对热空气层的高度、温度分布、尘埃量及其粒度和按高度的分布等问题以及这些因素与不同地表性质的关系都没有足够的资料；另一方面在于非定常冲击波与气体界面和固体界面的相互作用方面还缺少成熟的理论计算方法。因此冲击波在热空气层中的传播迄今没有定量的理论能给出与实测符合的结果。这里只能根据前节定常激波的理论做一些分析，给出一些估算的方法。

一、热空气层中传播的冲击波与正常大气中传播即理想条件下的冲击波相比较，其主要特征有三：1. 冲击波超压峰值降低；2. 在波形上，波阵面不再是陡峭阵面，具有明显增长的上升时间，波后参量也有不同程度的变化；3. 水平动压明显增大。

超压峰值的降低，从现象上看与比例爆炸高度有关。可以想象当比高足够高时，例如说比高大于 300 米/(千吨)^{1/3} 时，地表以上形不成热空气层，这时冲击波可以认为是在理想条件下传播。随着比高降低，形成热空气层，冲击波超压峰值 $\Delta p'$ 与理想条件下超压峰值 Δp 的

比值逐渐小于 1，到达某个比高降低最多，可达 $\frac{\Delta p'}{\Delta p} = 0.5 \sim 0.6$ 。（参见图 5.3-1 比高约为

100 米/(千吨)^{1/3} 的曲线）；比高进一步下降，比值又回升，对于触地爆炸，又回升到 1。这个比值随距离的变化是，在爆心投影点降低得最少，而后随距离增加而降低；在比高约为 100 米/(千吨)^{1/3} 时，约在距离等于爆高处，降到最低点，随后回升，约在 2~3 倍爆高的距离上恢复到 1；比高大于 100 米/(千吨)^{1/3}，可能出两个最低点，大约在 2 倍爆高距离上恢复为理想冲击波。示意如图 5.3-1。

这个现象可用前节的理论进行解释。当强度为 Δp_1 的冲击波以入射角 α_0 与高温空气层界面作用后，产生透射波，其折射角 $\alpha'' > \alpha_0$ ，且波强 $\Delta p_2 < \Delta p_1$ 。透射波在地面反射后，反射波强度由于入射角（即空气界面处的折射角 α'' ）增大和波强减弱必然要小于无热空气层的地

面反射波波强。虽然地面反射波需经过热空气层界面多次作用才是实际测到的结果，但不会改变上述结论。

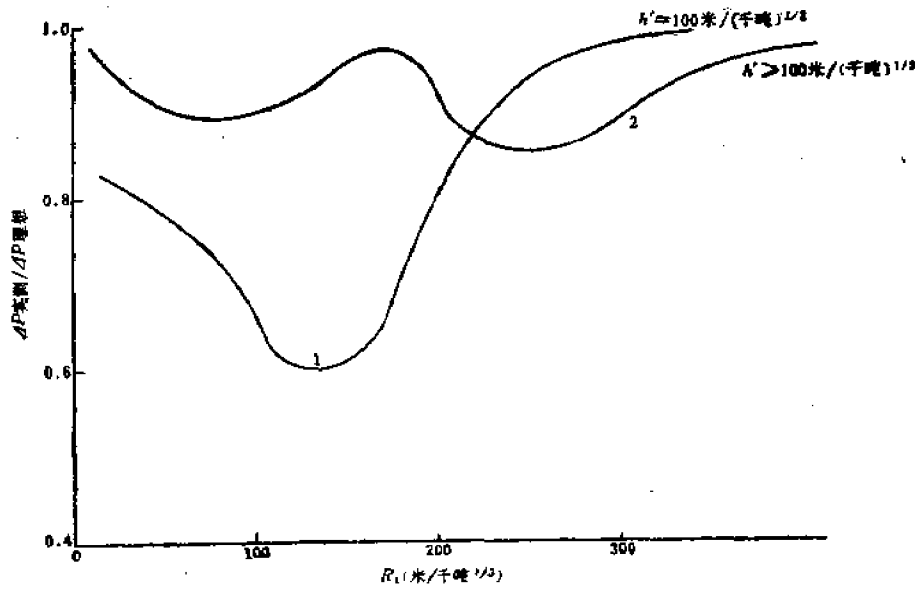
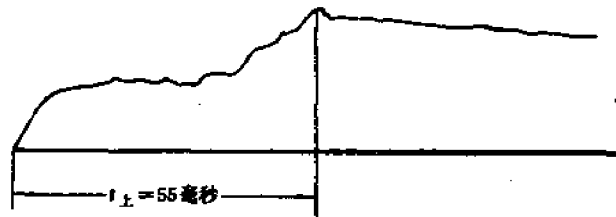


图5.3-1 超压峰值降低示意图

1 — $h' \approx 100 \text{米}/(\text{千吨})^{1/3}$; 2 — $h' > 100 \text{米}/(\text{千吨})^{1/3}$

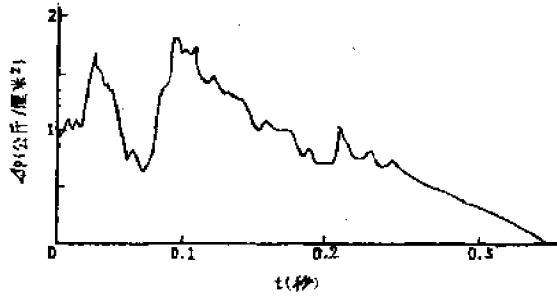
由前节理论可知，产生前驱波的入射角与 c_0/c_1 的比值有关，例如说 $c_0/c_1 \approx 1/2$ ， $\alpha_L \approx 30^\circ$ ，那么 $\alpha_0 > 30^\circ$ 便产生前驱波。在热空气层比较高的情况下，这种前驱波波头已退化为有缓慢上升前沿的压缩波，示意如图5.3-2a。这种前驱波称为强前驱波，其传播速度大体是热空气的声速 c_1 ，超压也降低得最多。若冷热空气温差较大，例如 $c_0/c_1 \approx 1/2$ ，但热空气层厚度较薄，或者 c_0/c_1 近于 1，即使产生了前驱波，但仍保留一部分陡峭阵面，这种



a. 强前驱波示意图



b. 弱前驱波示意图



c. 热效应较强时对波形的影响



d. 热效应较弱时对波形的影响

图5·3-2 热层对冲击波波形影响示意图

波称为弱前驱波，示意如图5·3-2b，它的超压降低较前者为小。对于强前驱波，压强从0上升到峰值的时间 t_L 为最长，可长达几百毫秒，弱前驱波次之。最长的上升时间和 $\Delta p'/\Delta p$ 最小相对应，在图5·3-3所示的 t_L 随距离变化的曲线中，其峰值和图5·5-1中 $h' \sim 100$ 米/(千吨) $^{1/3}$ 曲线的谷相对应。强前驱波一般出现在 $\alpha_0 \approx 40^\circ - 50^\circ$ ，即距离为一倍爆高附近。

在 $\alpha_0 < \alpha_L$ ，不产生前驱波的情况下，当冷热空气温差较大时，虽然陡峭阵面仍然保持，但波形有强烈振荡，出现多个峰值，如图5·3-2c所示，一般在比较低的情况下出现。如果 c_0/c_1 接近1，即热效应比较弱，冲击波基本还保持原波形，只是波峰略为变圆，如图5·3-2d所示，超压降低得也比较少。

爆炸近区沿地面的水平动压是个重要杀伤破坏参数。在空爆条件下，用(4·2-9)式来计算规则反射区的水平动压，可以认为它是理想值。水平动压随距爆心投影点的距离变化是爆心投影点处为零，随后增大，经过极大值后便随距离衰减。本来，在规则反射点附近区域的流场就比较复杂，只有在定常的假定下，(4·2-9)式计算值才有意义。实际情况中，往往规则反射区都是热空气层存在的区域，在冲击波未进入前的热空气已有较复杂的流场，在冲击波与热空气界面以及地面相互作用后，流场就更为复杂，反映流场特性的水平动压的规律也较难于掌握。实测结果表明，受热空气层影响的动压与理想值的比值 q'/q 在规则反射区最大可以增大到3—4倍；在非规则反射区，由于气流平行于地面运动，而且热效应也比较弱，又恢复到理想状态下动压。 q'/q 随水平距离的变化如图5·3-4所示。

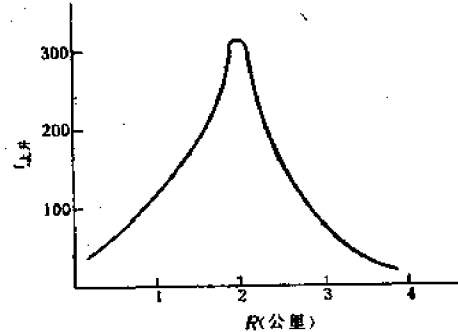


图5·3-3 上升时间随距离变化示意图

空气动压可用皮托管测得总压，减去静压的方法得到。由此方法测得的动压可以不计灰尘的影响。因此，空气动压的增大主要是存在热空气层所造成的。经过热空气层的透射波与地面相碰的入射角 $\alpha'' > \alpha_0$ ，因而使流速的水平分量增加，从而使动压增大。

冲击波卷起的灰尘对动压的增强，尤其是增强气流对物体的冲击作用也是明显的。采用外形简单的物体，通过测量拖拽力 F 的方法可以得到空气与灰尘的拖拽力之和，即

$$F/A = C_a q_0 + C_d q_1$$

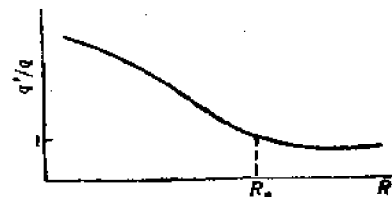


图5·3-4 水平动压增大示意图

式中 A 为物体的横截面积, q_a, q_s 和 C_a, C_s 分别为空气和灰尘的动压和拖拽系数,

$$q_s = k \rho' v'^2$$

k 为决定于灰尘和物体的相对尺寸的常数, 当灰尘粒度足够小时, $k \approx 1$ 。在 q_s 已测得的情况下不难求得灰尘动压 q_s , 实测表明, 灰尘动压与总动压之比为 $0.28-0.48$ [5]。

热层对动压的影响可以归纳如下: 对于地爆, 由于热效应比较弱, 动压为理想值, 可按 § 4.3 的原则进行计算; 对于空爆, 当比高大于 $(120-130)$ 米/ (千吨) $^{1/3}$, 非规则反射区动压不受热层的影响, 基本上为理想值, 可按 (4.2-10) 式计算, 规则反射区和比高较低的热效应区内 $q'/q > 1$ 。对 q' 需做具体分析, 尚无统一的计算方法。

二、从上面的讨论看, 理论上定量计算有关热空气层中地面冲击波参数是困难的, 但可以利用 § 5.2 的理论进行估算, 配合实测结果寻求近似计算方法。

下面引用文献 [4] 的一个计算例子来说明,

为了应用定常理论, 假定热空气层的温度是均匀分布的, 考虑入射波超压峰值 Δp 为 0.88 公斤/厘米 2 , 水平动压 q 为 0.88 公斤/厘米 2 , 入射角为 19° , 热空气层的厚度 ~ 1 米, 冷热气层的声速比 $\frac{c_0}{c_1} = \frac{1}{2.7}$ 。在无热空气层情况下, 对于地面为规则反射, 反射角 $\alpha_2 = 13^\circ$,

反射超压 $\Delta p_r = 1.74$ 公斤/厘米 2 , 反射后动压 $q_r = 1.49$ 公斤/厘米 2 。

当约一米厚的热空气存在时, 情况复杂得多, 参见图 5.3-5。入射波在冷热空气界面折射并反射稀疏波, 根据 c_0/c_1 算出折射角 α'' 为 24.7° , 透射波的滑流面与界面的夹角为 7° , 透射波在地面发生第一次规则反射, 反射角为 20.1° , 第一次反射后超压为 1.5 公斤/厘米 2 ,

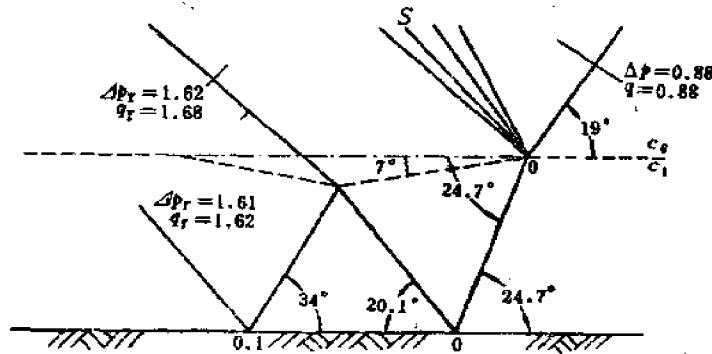


图 5.3-5 冲击波在热空气层折、反射示意图

动压为 1.5 公斤/厘米 2 。第一次地面反射波又和滑流面相碰, 产生反射波和透射波, 该反射波又以入射角 34° 和地面相碰。第二次地面反射波的超压为 1.61 公斤/厘米 2 , 动压为 1.62 公斤/厘米 2 , 再次经过滑流面的透射波的超压为 1.62 公斤/厘米 2 , 动压为 1.68 公斤/厘米 2 。虽然在滑流面与地面之间的折、反射过程还会反复发生, 但第二次结果即可认为是实测到的结果。

比较有无热空气层的地面冲击波参数, 可见: Δp 稍有降低, 下降比约为 0.93 , 动压增大, 其比值约为 1.1 。由于波阵面在热空气层来回折、反射, 使得波头有一定的上升时间, 而且地面和热空气层上方的冲击波参数略有差别。

为了能够估算热效应区内的地面冲击波参数, 类似 § 4.2 的办法, 可以求出以比高为纵

轴，比例距离为横轴的等超压曲线图5-3-6，图中还标出了热效应区的内外边界。根据等超压曲线再利用相似律即可求得不同条件下热效应区的冲击波超压峰值。

严格说来，由于热辐射的某些规律并不满足力学的相似律，因此考虑到热效应的冲击波传播规律也不满足相似律。但是，作为一个近似估算，仍然可以认为相似律能够近似满足，这样可以大大简化计算。

其它参数，如上升时间，动压，还只能用经验结果进行估计，这里不再介绍。

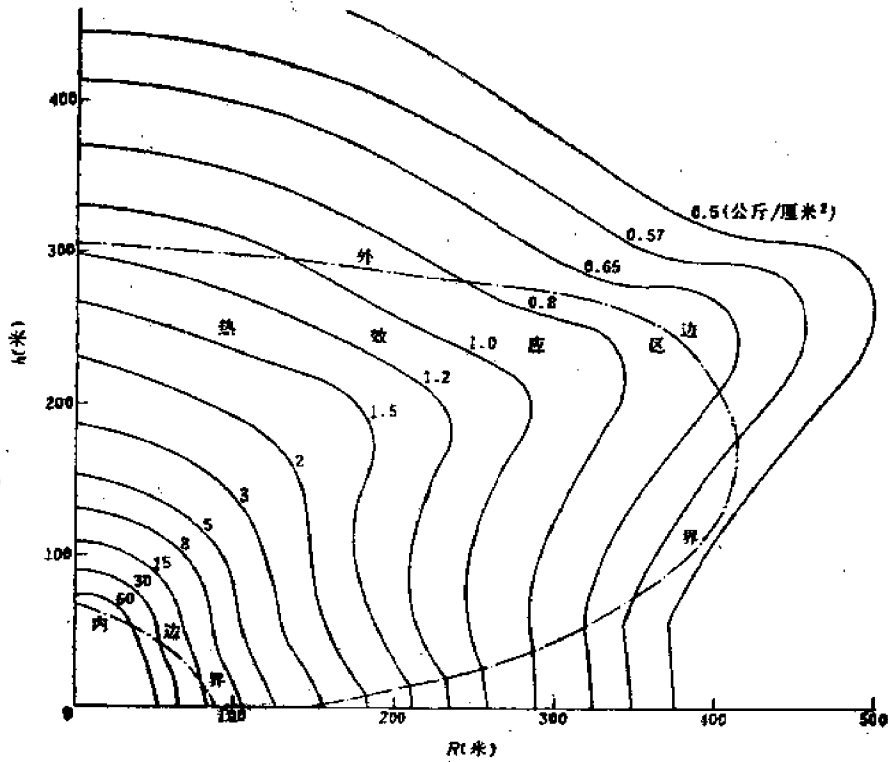


图5-3-6 热效应区等超压曲线

§ 5.4 激波绕射的近似理论， 地形对冲击波传播的影响

非定常冲击波的绕射问题是一个没有得到充分研究的课题。这里先讨论定常激波的绕射理论，然后再根据地形的冲击波传播影响的实测结果对这些理论进行修正，以寻求近似计算方法。

一、定常激波的绕射理论有Whitham的特征线理论^[6]，苏联学派的所谓“短波”理论^[7]。因为我们比较关心的是冲击波的峰值，所以这里重点讨论特征线理论。

对于截面A随x轴变化的管道内一维流动问题，§ 2.1的连续性方程写成

$$\frac{\partial \rho A}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho A u = 0, \quad (5-4-1)$$

则方程组为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{\rho u}{A} \frac{dA}{dx}, \quad (5.4-2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (5.4-3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} - c^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = 0. \quad (5.4-4)$$

改写成特征型, 则

$$\left(\frac{1}{u \pm c} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} \right) \pm \rho c \left(\frac{1}{u \pm c} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\rho c^2 u}{u \pm c} \frac{\partial \ln A}{\partial x} = 0, \quad (5.4-5)$$

$$\left(\frac{1}{u} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} \right) - c^2 \left(\frac{1}{u} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = 0. \quad (5.4-6)$$

还可以写成

$$dp + \rho c du + \frac{\rho c^2 u}{u+c} \frac{dA}{A} = 0, \quad \text{沿 } C_+: \frac{dx}{dt} = u+c, \quad (5.4-7)$$

$$dp - \rho c du + \frac{\rho c^2 u}{u-c} \frac{dA}{A} = 0, \quad \text{沿 } C_-: \frac{dx}{dt} = u-c, \quad (5.4-8)$$

$$dp - c^2 d\rho = 0, \quad \text{沿粒子路径: } \frac{dx}{dt} = u. \quad (5.4-9)$$

Whitham 发现, 当激波在变截面管道中传播时, 激波上参量的变化可以用沿特征线 C_+ 的特征型方程 (5.4-7) 来描述, 即 (5.4-7) 式中 p 、 ρ 、 u 、 c 满足激波关系。将激波关系表为 $D/c_0 = M$ 的函数, 即

$$p = \rho_0 c_0^2 \left[\frac{2}{\gamma+1} M^2 - \frac{M^2}{\gamma} \right], \quad (5.4-10)$$

$$\rho = \rho_0 \frac{M^2}{u^2 M^2 + 2/(\gamma+1)}, \quad (5.4-11)$$

$$u = c_0 \frac{2}{\gamma+1} \left(M - \frac{1}{M} \right), \quad (5.4-12)$$

代入 (5.4-7) 式便得马赫数 M 随截面 A 变化的关系式, 即

$$\frac{2M dM}{(M^2-1)K(M)} + \frac{dA}{A} = 0, \quad (5.4-13)$$

式中

$$K(M) = 2 \left[\left(1 + \frac{2}{\gamma+1} \frac{1-M_{10}^2}{M_{10}} \right) (2M_{10} + 1 + M_{10}^{-2}) \right]^{-1}, \quad (5.4-14)$$

$$M_{1,0}^2 = \left(\frac{D-u}{c_0} \right)^2 = \frac{(\gamma-1)M^2}{2\gamma M^2 - (\gamma-1)}, \quad (5.4-15)$$

由 (5.4-13) 式可得

$$A = A(M) \quad (5.4-16)$$

在弱波条件下, $M \rightarrow 1$, $M_{1,0} \rightarrow 1$, $K \rightarrow 0.5$, 则

$$\frac{M-1}{M_0-1} = \left(\frac{A_0}{A} \right)^{1/2}, \quad (5.4-17)$$

式中 M_0 、 M 、 A_0 、 A 分别为初态和终态时马赫数和截面。

在强波条件下, $M \rightarrow \infty$, $M_{1,0}^2 \rightarrow (\gamma-1)/2\gamma$, 当 $\gamma=1.4$

$$K \rightarrow 0.394$$

则

$$\frac{M}{M_0} = \left(\frac{A_0}{A} \right)^{0.574} \text{ 或 } \frac{A}{A_0} = \left(\frac{M}{M_0} \right)^n, \quad n=5.073 \quad (5.4-18)$$

显然, 当马赫数为 M 的激波通过截面为 A_0 的管道到达截面为 A 处时, M 数的变化可以由 (5.4-13) 式或 (5.4-17)、(5.4-18) 式求出, 其它有关参数都可通过 (5.4-10) — (5.4-12) 式求出。

以上结果可以用来讨论激波绕射问题。当激波发生绕射时, 将有扰动在激波上传播, 这个扰动和流体中的扰动类似, 既可以表现为稀疏波, 也可以表现为激波。因此, 如果选定激波在不同时刻的波阵面和垂直于波阵面的射线构成 (α, β) 曲线坐标系, α 为波阵面族, β 为射线族, 如图 5.4-1 所示, 则激波上的扰动传播在 (α, β) 坐标系中同样可用特征

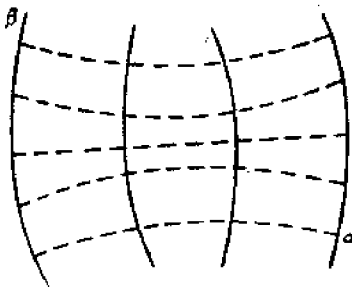


图5.4-1 激波阵面和射线构成坐标系

..... 射线; —— 激波阵面

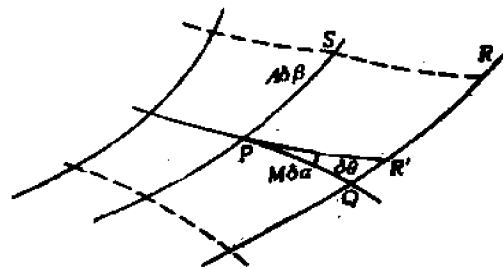


图5.4-2 M 、 θ 连续变化中, 相邻 α 、 β 坐标变化示意图

线方程描述。在 (α, β) 坐标系中, 二相邻波阵面即 α 到 $\alpha + d\alpha$ 之间的距离为 $A d\alpha$, 二相邻射线即 β 到 $\beta + d\beta$ 之间距离为 $M d\beta$ 。前者相当激波由 α 移动到 $\alpha + d\alpha$ 时扫过的面积的变化; 后者则是对应于面积变化而引起 M 数的变化。在激波的传播过程中, 由于绕射使得射线具有确定的角度 θ (α, β), 如图 5.4-2 所示。根据几何上的考虑, 因 $\overline{PS} = A_0 \delta\beta$,

$$\overline{QR} = \left(A_0 + \frac{\partial A}{\partial \alpha} \delta\alpha \right) \delta\beta, \quad \overline{PQ} = M \delta\alpha$$

而

$$\overline{QR'} = \overline{PQ} \delta\theta = \overline{QR} - \overline{PS},$$

因为

$$\overline{QR} = \left(A + \frac{\partial A}{\partial \alpha} \delta\alpha \right) \delta\beta, \quad \overline{PS} = A \delta\beta, \quad \overline{PQ} = M \delta\alpha,$$

故有

$$\frac{\partial\theta}{\partial\beta} = \frac{1}{M} \frac{\partial A}{\partial\alpha}. \quad (5.4-19)$$

因 β 线与 α 线相垂直，故 β 的倾斜角为 $\frac{1}{2}\pi + \theta$ ，同理有

$$\frac{\partial\theta}{\partial\alpha} = -\frac{1}{A} \frac{\partial M}{\partial\beta}, \quad (5.4-20)$$

式中 $A = A(M)$ ，由 (5.4-13) 式给出。这组联立方程描述了由于绕射使得射线偏转而引起激波波速 M 数的变化规律，写成特征型

$$\left(\frac{\partial}{\partial\alpha} \pm c \frac{\partial}{\partial\beta} \right) \left(\theta \pm \int \frac{dM}{Ac} \right) = 0,$$

式中

$$c = \left(-\frac{d(M^2)}{d(A^2)} \right)^{1/2}. \quad (5.4-21)$$

$\theta \pm \int \frac{dM}{Ac}$ 相当于流体中黎曼不变量，即

$$\theta + \int \frac{du}{Ac} = \text{常数}, \quad \text{沿 } \frac{d\beta}{d\alpha} = c \text{ 特征线} \quad (5.4-22)$$

$$\theta - \int \frac{dM}{Ac} = \text{常数}, \quad \text{沿 } \frac{d\beta}{d\alpha} = -c \text{ 特征线} \quad (5.4-23)$$

对于简单波，在 β 随 α 增加的方向上，恒有

$$\theta - \int \frac{dM}{Ac} = \text{常数}. \quad (5.4-24)$$

可以看出，与真实空间中流体简单波相比， θ 与 u ， M 与 p ， A 与 ρ 有对应关系，(5.4-16) 式与流体的状态方程对应，并且 (5.4-24) 式应到处皆为常数。在给定的边界条件下，由 (5.4-23) 可以求得方程的解 $M = M(\theta)$ 。

如果激波上扰动是激波的话，则 M ， θ 将出现间断，在间断较弱的情况下，如图 5.4-3 所示

(激波前后的状态分别用“0”，“1”标志)，则 RQ 为激波上激波，因

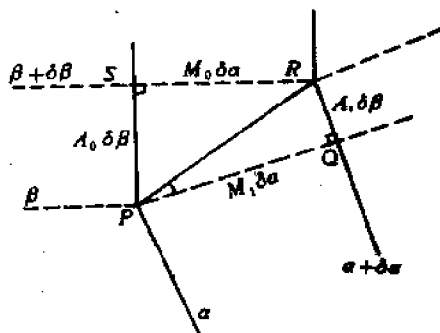


图5.4-3 激波-激波情况下相邻 α ， β 变化示意图

$$\overline{PQ} = M_1 \delta \alpha, \quad \overline{QR} = A_1 \delta \beta, \quad \overline{SR} = M_0 \delta \alpha, \quad \overline{PS} = A_0 \delta \beta,$$

由直角三角形关系可得

$$(A_0 \delta \beta)^2 + (M_0 \delta \alpha)^2 = (M_1 \delta \alpha)^2 + (A_1 \delta \beta)^2,$$

由此可得 $\frac{\delta \beta}{\delta \alpha}$, 它相当于激波上的激波速度:

$$\frac{\delta \beta}{\delta \alpha} = D_s = \left(-\frac{M_1^2 - M_0^2}{A_1^2 - A_0^2} \right)^{1/2}. \quad (5.4-25)$$

在图5.4-3中角 $\theta_1 - \theta_0$ 为 $\angle QPS$, 由下列简单几何关系可以求 θ 角的变化:

$$\begin{aligned} \cot(\theta - \theta_0) &= \tan(\angle PRQ + \angle PRS) \\ &= \left(\frac{A_1}{M_1} D_s + \frac{M_0}{A_0} \frac{1}{D_s} \right) / \left(1 - \frac{A_1 M_0}{A_0 M_1} \right), \end{aligned}$$

将 (5.4-25) 式代入后得 θ 与 M 、 A 的关系:

$$\cot(\theta - \theta_0) = \frac{A_1 M_1 + A_0 M_0}{(M_1^2 - M_0^2)^{1/2} (A_0^2 - A_1^2)^{1/2}}. \quad (5.4-26)$$

(5.4-25)、(5.4-26) 式和 (5.4-16) 式是求解激波——激波问题的方程组。在 $M_1 \rightarrow M_0$, $A_1 \rightarrow A_0$ 的弱激波——激波条件下, (5.4-25) 式过渡到 (5.4-21) 式, (5.4-26) 式与 (5.4-24) 式相当。

二、现在用上述理论讨论激波沿有倾角 $-\theta_0$ 和仰角 θ_0 的壁面运动的问题。

激波在沿有倾角 $-\theta_0$ 运动时, 在拐角处将产生稀疏波, 如图5.4-4a所示, 从而使激波 M_0 有所减弱, 变为 M_0' , 这相当于有稀疏波在激波上传播。这个问题可用 (5.4-23) 式在下述边界条件下求解,

$$\theta_0 = 0, \quad M = M_0, \quad \theta = \theta_0, \quad M = M_0'. \quad (5.4-27)$$

得

$$-\theta_0 = \int_{M_0}^{M_0'} \frac{M}{Ac} dM. \quad (5.4-28)$$

如果只关心沿壁面 M_0 随 M_0' , θ_0 的变化, 对于弱波, 利用 (5.4-17) 和 (5.4-21) 式, 得

$$M_0' - M_0 = \left[\frac{1}{2} (M_0' - 1) \right]^{1/2} \theta_0. \quad (5.4-29)$$

对于强波, 利用 (5.4-18) 式, 得

$$M_0' = M_0 e^{-\theta_0 / \sqrt{M_0}}, \quad (5.4-30)$$

即是我们所需要的结果。

对于仰角, 如图5.4-4b所示。激波经仰角产生非规则反射, 这个情况可以用在激波上有激波传播的过程来描述。令三波点同拐点连线与水平壁延长线的夹角为 χ , 三波点为 α , β 坐标系中为点 (α, β) (图5.4-3) 则角 χ 即为 $\angle RQP$, 即

$$\tan \chi = \frac{A_0 \delta \beta}{M_0 \delta \alpha},$$

将 (5.4-25) 式代入, 得

$$\tan \chi = \frac{A_0}{A_1} \left\{ \frac{1 - (M_0/M_1)^2}{1 - (A_0/A_1)^2} \right\}^{1/2}, \quad (5.4-31)$$

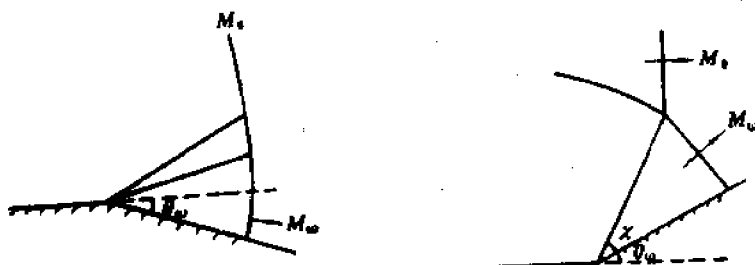


图5.4-4 激波经拐角绕射示意图

a) 倾角 b) 仰角

另外, (5.4-26) 式写成

$$\cot \theta_0 = \frac{A_0 M_0 + A_1 M_1}{(M_0^2 - M_1^2)^{1/2} (A_0^2 - A_1^2)^{1/2}}, \quad (5.4-32)$$

上式和 (5.4-17) 或 (5.4-18) 式联解, 便得弱波或强波条件下的解。

我们对弱波比较关心, (5.4-17) 式的近似比较差, 为了改善这个近似, 当 $M \rightarrow 1$ 时, 将 (5.4-16) 展开成

$$\left(\frac{A_0}{A} \right)^{1/2} = \frac{M^2 - 1}{M_0^2 - 1}, \quad (5.4-33)$$

再让特征线通过激波上激波, 则 (5.4-23) 式仍然成立, 即

$$\theta_0 = \int_{M_0}^M \frac{M_0}{M} \frac{dM}{Ac} = 2 \int_{M_0}^M \frac{M_0}{M} \frac{dM}{(M^2 - 1)^{1/2}}, \quad (5.3-34)$$

积分后得

$$\frac{M_0 + (M_0^2 - 1)^{1/2}}{M_0 + (M_0^2 - 1)^{1/2}} = e^{\theta_0/2}. \quad (5.4-35)$$

与实际比较表明, 这个解析式子比用 (5.4-17) 式再代入 (5.4-32) 式所得的结果要好。

Whitham 的特征线理论在描述冲击波对地形、地物的绕流方面比较简单, 用它可以求得冲击波剖面及波阵面参数随地形的变化。一般说来, 对于强波, 计算的结果比较好些。对于 $\theta_0 > 0$, 即具有正坡度的地形, 并且 θ_0 小于极限角时, 应用于 M 接近于 1 的弱波, 用 (5.4-17) 式的展开较差, 改用 (5.4-33) 式后, 在 $M \leq 1.4$ 的情况下, 仍然能得到较满意的结果。对于 $\theta_0 < 0$, 即具有负坡度的地形, 应用于弱波时, 其结果不理想。

三、利用上述理论计算了不同入射超压 Δp_0 经过不同仰角和倾角地形绕射后超压 $\Delta p(\theta)$

与 Δp_0 之比, 结果见图5·4-5和5·4-6中实线。

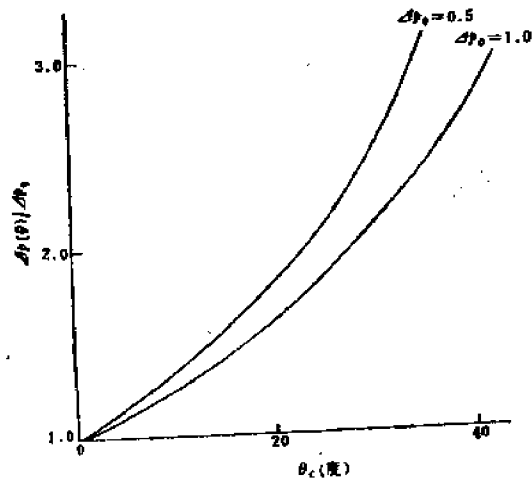


图5·4-5 $\frac{\Delta p(\theta)}{\Delta p_0}$ 随不同仰角的变化

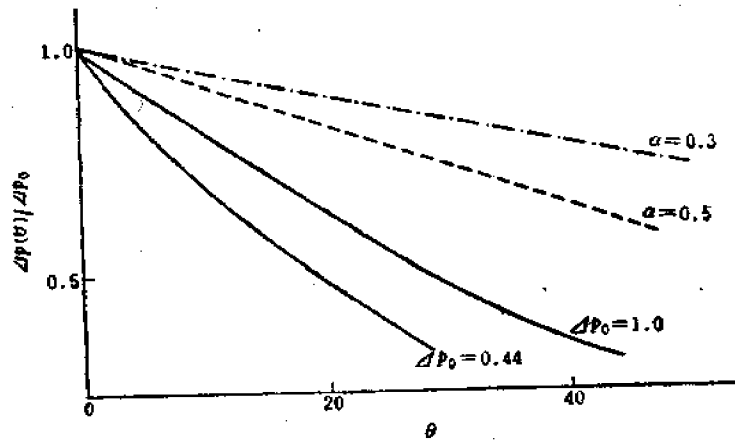


图5·4-6 $\frac{\Delta p(\theta)}{\Delta p_0}$ 随不同倾角的变化

核爆炸冲击波受地形的影响是比较复杂的。在空爆的规则反射区内, 一般小的地形起伏对冲击波参数影响不大, 这是因为反射波超压主要决定于入射波超压和反射角, 而与入射角关系较弱的缘故。在非规则反射区, 因为冲击波垂直地面, 地形的影响一般不能忽视。

如果地形起伏的尺度远小于冲击波波长, 上述定常激波绕射理论能够近似成立, 反之就需要考虑非定常的影响。对于不同仰角的小地形, 实测和上述理论结果大体一致, 略偏大, 因此上述理论可以用来估算对超压的影响。对于不同倾角的地形, 理论计算的减弱比值

$\frac{\Delta p(\theta)}{\Delta p_0}$ 比实测小近一倍。这也是不奇怪的, 因为上述理论无法考虑实际冲击波的侧向流动,

而侧向流动对倾角地形的影响较强。如果我们并不追求理论上的严谨, 那么用

$$\frac{\Delta p(\theta)}{\Delta p_0} = 1 - \alpha\theta, \quad 0.3 < \alpha < 0.5 \quad (5.4-36)$$

(θ 角以弧度为单位) 来估算, 可能与实测符合得更好些, 见图5.4-6中虚线。

地形对动压也是有影响的。利用上面求得的超压, 再利用激波关系求得动压, 这就近似地反映了地形对动压的影响。

以上仅就单一倾角或仰角的简单地形对冲击波的影响进行了分析, 对于比较复杂的地形, 如山地, 将它分解成简单地形, 再利用上述近似理论仍然可以大体估算出冲击波参数。

参 考 文 献

- [1] J. J. Swatash, *et al* AD-729426, 1971. T. M. Knasel, *et al*, AD-A055931, 1978.
- [2] 流体力学论文集 Vol. I, 445—454.
- [3] G. B. Whitham *J. Fluid Mech* 4 (1958) 337—360, 145—171, 369—386.
- [4] WT-721, 1953.
- [5] 彭常贤等 第二届爆炸力学会议文集 1981.
- [6] 流体力学论文集 Vol. I, 79—196, 301—346.
- [7] П. Ф. Кротков, ЖПМТФ, Но 3, 1961.

第六章 弱冲击波的传播

§ 6.1 弱冲击波的特点

在冲击波比较弱的条件下，它的力学特点和简单波或声波很相似。因而可以用简单波或声波理论来描述它的传播规律，使得问题大大简化。

一般说来，当冲击波强度 $\Delta p/p_0$ 在约 1—0.1 之间，可以用简单波理论来讨论；当 $\frac{\Delta p}{p_0} < 0.1$ 时可以用非线性声波理论来讨论；当 $\frac{\Delta p}{p_0} \ll 0.1$ 时，便可改用声波理论来处理。核爆炸冲击波的传播范围达几十甚至百公里以上，在这样大的范围内，大气的压强，温度和风速的分布既影响波的径迹也影响波的强度。因此，研究大气环境对弱冲击波传播的影响是本章讨论的主要课题。

在这一章中，首先讨论弱冲击波在均匀气体中的衰减规律，而后再考虑在特定大气参数分布条件下弱冲击波特有的传播规律，即声线场的分布和空中、地面的冲击波参数随大气条件的变化。

一、激波的基本特征是各力学量有跃变。一般扰动在均匀流场中的传播是以简单波的形式传播，其特征是各力学量为连续变化的。可见激波和一般压缩简单波的区别就在于一个是力学量通过间断面有跃变，另一个是连续变化，因而二者的传播规律必然有明显的不同。但是，当激波比较弱时，在可以忽略三次小量 $\left(\frac{\Delta p}{p_0}\right)^3$ 的条件下，二者尽管仍然保持其特征，

但波前、波后量的变化规律却基本相同。这一点从激波引起的熵增 (2·2-30) 或 (2·2-31) 式也可以看出，在忽略三阶量的近似下，熵增为零，即冲击压缩过程和绝热压缩过程等价，因而反映绝热扰动的简单波规律和弱激波相似。

令波前均匀流场的粒子速度和声速为 u_0 、 c_0 ，波后相应的量为 u_1 、 c_1 ，对于理想气体简单波，根据 § 2·3 讨论的基本公式

$$\sigma = \frac{2}{\gamma - 1} (c - c_0),$$

$$J^- = u - \sigma = \text{常数},$$

有

$$c_1 = c_0 + \frac{\gamma - 1}{2} (u_1 - u_0), \quad (6.1-1)$$

或写成

$$u_1 + c_1 - u_0 - c_0 = \alpha (u_1 - u_0), \quad (6.1-2)$$

式中 $\alpha = \frac{\gamma + 1}{2}$ 。利用理想气体的绝热方程 $p/p_0 = (\rho/\rho_0)^\gamma$ ， $\frac{c}{c_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{(\gamma-1)/2}$ ，再利

用 (6·1-1) 式, 得

$$\frac{p_1}{p_0} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_1 - u_0}{c_0} \right]^{2\gamma/(\gamma-1)}, \quad (6\cdot1-3)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_1 - u_0}{c_0} \right]^{2/(\gamma-1)}. \quad (6\cdot1-4)$$

将上二式按 $\frac{u_1 - u_0}{c_0}$ 展开, 仅保留二阶量, 得

$$\frac{p_1 - p_0}{\rho_0 c_0^2} = \frac{u_1 - u_0}{c_0} + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{u_1 - u_0}{c_0} \right)^2, \quad (6\cdot1-5)$$

$$\frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} = \frac{u_1 - u_0}{c_0} + \frac{3 - \gamma}{4} \left(\frac{u_1 - u_0}{c_0} \right)^2. \quad (6\cdot1-6)$$

对于激波, 因为 $v_i = u_i - D$ ($i = 0, 1$), 通过能量守恒方程 (4·1-8) 式可以写成

$$(1 - \mu^2)(D - u_0)^2 - (u_1 - u_0)(D - u_0) = (1 - \mu^2)c_0^2, \quad (6\cdot1-7)$$

或

$$\frac{u_1 - u_0}{c_0} = (1 - \mu^2) \left(\frac{D - u_0}{c_0} - \frac{c_0}{D - u_0} \right). \quad (6\cdot1-8)$$

将 D 按 $\frac{u_1 - u_0}{c_0}$ 展开后得

$$D = u_0 + c_0 + \frac{\alpha}{2}(u_1 - u_0) + \frac{\alpha^2}{8} \frac{(u_1 - u_0)^2}{c_0}, \quad (6\cdot1-9)$$

或

$$D = u_0 + c_0 + \frac{1}{2}(u_1 + c_1 - u_0 - c_0) + \frac{1}{8} \frac{(u_1 + c_1 - u_0 - c_0)^2}{c_0}. \quad (6\cdot1-10)$$

在考虑到 u_0 后, 激波关系 (2·2-12) 式写成

$$(u_0 - D)^2 = \left(\frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0} \right) \frac{\rho_1}{\rho_0}, \quad (6\cdot1-11)$$

将 (6·1-9) 式代入后可得 (6·1-5) 和 (6·1-6) 式。可见在忽略三级小量的条件下, 简单波和激波波前、波后变化量与 $\frac{u_1 - u_0}{c}$ 的关系相同。更有意义的是 (6·1-10) 式, 即激波速度

在一级近似下等于波前、波后合成声速 $c + u$ 的算术平均值, 即 $\frac{1}{2}(u_1 + c_1 + u_0 + c_0)$ 。这个结论很重要, 它是建立弱冲击波在均匀流场中衰减规律的基础。

简单计算表明, 对于 $\gamma = 1.4$, 当波强 $\frac{p_1 - p_0}{p_0} \leq 1.5$ 时, 上述关系都能相当精确地成立。

二、现在根据弱冲击波特点来寻求平面和球面弱波在均匀大气中的衰减规律。如果只考

虑仅保留一级量的弱波，熵增的不可逆过程不会导致波在传播过程中的衰减。均匀大气中传播的弱冲击波，虽然没有能量耗散使其衰减，但由于波形不断畸变，主要是正相波长 λ 或正相持续时间 τ_+ 不断增长，也会造成波不断衰减。

弱冲击波空间波形如图 6·1-1 所示，可以证明，

$$I = \int_0^{\lambda} (p(x) - p_{00}) dx = p_{00} \int_0^{\lambda} f(x) dx = \text{常数}, \quad (6\cdot1-12)$$

式中 p_{00} 为未扰动均匀大气的初始压强，

$$f(x) = \frac{p(x) - p_{00}}{p_{00}}, \quad (6\cdot1-13)$$

其峰值用 $f_{0.} = \frac{p_{.} - p_{00}}{p_{00}}$ 表示。

利用

$$\frac{d\lambda}{dt} = u_1 + c_1 - u_0 - c_0, \quad (6\cdot1-14)$$

则

$$\frac{d}{dt} I = \frac{d\lambda}{dt} \frac{d}{d\lambda} \int_0^{\lambda} p_{00} f(x) dx = 0 (f_{0.}^2). \quad (6\cdot1-15)$$

这就证明了 (6·1-12) 式。这个式子的几何含意由图 6·1-1 可清楚看出：当波形由 ABC 畸变为 ABDEF 时，其面积应保持不变，即增加的面积 BDE 应与减少的面积 EFC 相等。

当平面强冲击波传播到某距离 R 后，衰减成为弱波，它的空间波形可以近似用三角形来逼近。令时刻 t_0 的波强为 $f_{0.}$ ，波长为 λ_0 ，另一时刻 t 的波强为 f ，波长为 λ ，如图 6·1-2 所示，则 (6·1-12) 式化简为

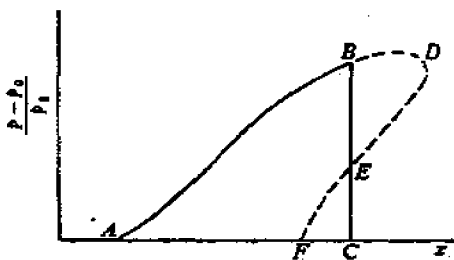


图6·1-1 空间波形面积守恒示意图

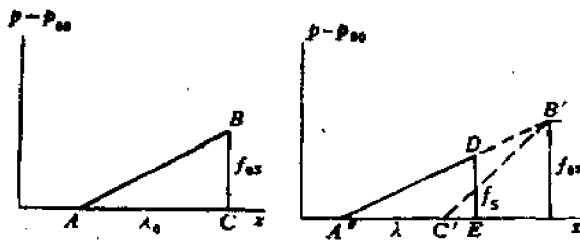


图6·1-2 弱冲击波空间波形

$$f_{0.} \lambda_0 = f \lambda \quad (6\cdot1-16)$$

当波形 ABC 变化成 A'DE，即波强由 $f_{0.}$ 衰减为 f ，且波长的增加量为

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \int (u_1 + c_1 - u_0 - c_0) dt \\ &= \int_0^t \alpha(u - u_0) dt, \end{aligned}$$

由图6·1-2可以看出 $\angle B'A'C'$ 的正切为

$$\tan \angle B'A'C' = \frac{f_{0.}}{\lambda_0 + \int_{t_0}^t \alpha(u-u_0) dt},$$

因此

$$\lambda = \lambda_0 \left[1 + \frac{1}{\lambda_0} \int_{t_0}^t \alpha(u-u_0) dt \right]^{1/2}, \quad (6\cdot1-17)$$

$$f_s = f_{0.} \left[1 + \frac{1}{\lambda_0} \int_{t_0}^t \alpha(u-u_0) dt \right]^{-1/2}. \quad (6\cdot1-18)$$

利用(6·1-2)和(6·1-10)式将括号内积分项化简,得

$$\Lambda = \frac{1}{\lambda_0} \int_{t_0}^t \alpha(u-u_0) dt = \frac{1}{\lambda_0} \int_{t_0}^t (D-u_0-c_0) dt = \frac{R-R_s}{\lambda_0}, \quad (6\cdot1-19)$$

式中 $R-R_s$ 为弱波传播的距离。得到平面波的衰减规律为

$$f_s = f_{0.} \left(1 + \frac{R-R_s}{\lambda_0} \right)^{-1/2}, \quad (6\cdot1-20)$$

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{R-R_s}{\lambda_0} \right)^{1/2}. \quad (6\cdot1-21)$$

当 $R \gg R_s$, 则

$$f_s \sim 1/R^{1/2}, \quad \lambda \sim R^{1/2}.$$

这个结果表明,即使平面弱冲击波,在传播过程中,波长将不断增长,波强不断随之减弱。

对于核爆炸弱波来说,必须考虑球面波。球面波在仅考虑几何衰减的情况下,可利用球面声波的结果

$$f_s = f_{0.} \left(\frac{R_s}{R} \right), \quad R > R_s. \quad (6\cdot1-22)$$

式中 R_s 、 $f_{0.}$ 、 λ_0 为弱波条件成立时的半径、波强和波长,利用(6·1-5)式, Λ 可化为

$$\Lambda = \frac{\alpha}{\lambda_0} \int \frac{p_s - p_0}{\rho_0 c_0} dt = \frac{\alpha' f_{0.}}{\lambda_0} \int_{R_s}^R \frac{R_s}{R} dR = \frac{\alpha' f_{0.} R_s}{\lambda_0} \ln \frac{R}{R_s}. \quad (6\cdot1-23)$$

代入(6·1-17)和(6·1-18)式,便可以得到核爆炸弱冲击波的衰减规律

$$f_s = f_{0.} \frac{R_s}{R} \left(1 + \frac{\alpha' f_{0.} R_s}{\lambda_0} \ln \frac{R}{R_s} \right)^{-1/2}, \quad (6\cdot1-24)$$

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{\alpha' f_{0.} R_s}{\lambda_0} \ln \frac{R}{R_s} \right)^{1/2}, \quad (6\cdot1-25)$$

式中 $\alpha' = \frac{\gamma - 1}{2\gamma}$ 。

现引进特征长度 $R_s = (Q/p_0)^{1/\gamma}$,将上式无量纲化,并取 $\gamma = 1.4$,便可以化为通常采

用的形式

$$f_s = \frac{f_{0s} \xi_s A}{\xi_s \sqrt{B + \ln \xi_s}} \quad (6.1-26)$$

$$g = \frac{g_{0s} \sqrt{B + \ln \xi_s}}{A} \quad (6.1-27)$$

$$\text{式中 } A = \left(\frac{7g_{00}}{6f_{0s} \xi_{0s}} \right)^{1/3}, \quad B = \frac{7g_{0s}}{6f_{0s} \xi_{0s}} - \ln \xi_{0s} \quad (6.1-28)$$

$$g = \frac{\lambda}{R_s}, \quad g_{0s} = \lambda_0 / R_{0s}, \quad \xi_s = R / R_s, \quad \xi_{0s} = R_0 / R_s \quad (6.1-29)$$

以上讨论的只是在均匀流场中弱冲击波的传播规律。由于大气温度（声速）和风速的非均匀分布，实际应用时，必须进一步研究非均匀流场中弱冲击波的传播规律。

§ 6.2 声波近似

在 $\frac{\Delta p_s}{p_{00}} \ll 1$ 的条件下，弱冲击波可以进一步近似为声波。即使在大振幅非线性声波的情

况下，声波理论也可以提供弱波传播的径迹，是寻求弱波的会聚和发散的理論手段。

先讨论几何声学的一些基本关系，而后讨论声波强度在非均匀大气中变化所遵循的规律。

一、§ 2.1 中讨论的声波满足波动方程

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_0^2 \cdot \nabla^2 \phi = 0 \quad (6.2-1)$$

式中 ϕ 既可以是 $p - p_{00}$ ，也可以是 $\rho - \rho_{00}$ ，它表示声波波强。令其有周期解

$$\phi = B(\vec{r}) \exp \left\{ i[\Sigma(\vec{r}) \pm \omega t] \right\} \quad (6.2-2)$$

式中 \vec{r} 为 x_1, x_2, x_3 的缩写， $\Sigma(\vec{r})$ 称为程函， ω 为圆频率， $B(\vec{r})$ 为振幅，显然当

$$\Sigma(\vec{r}) \pm \omega t = \text{常数} \quad (6.2-3)$$

代表波强为确定值，且为运动着的声波的波阵面。

将 ϕ 代入波动方程 (6.2-1) 式，实部、虚部分别相等，得

$$\nabla^2 B + [k^2 - (\nabla \Sigma)^2] B = 0 \quad (6.2-4)$$

$$B \nabla^2 \Sigma + 2 \nabla B \cdot \nabla \Sigma = 0 \quad (6.2-5)$$

式中

$$k = \omega / c_0 \quad (6.2-6)$$

称为波数。当

$$\nabla^2 B \ll |k^2 B| \quad (6.2-7)$$

可建立几何声学的基本方程，此时 (6.2-3) 式可以化为

$$|\nabla \Sigma| = k \quad (6.2-8)$$

为控制程函 Σ 的方程，称程函方程。如果引进波矢量 \vec{k} 及 \vec{e} ， \vec{e} 定义为沿声线的切线方向或声波波阵面面元的外法线方向的单位矢量，即 $\nabla \Sigma$ 的方向，则 (6.2-8) 式写成矢量形式为

$$\vec{k} = \nabla \Sigma, \quad (6.2-9)$$

及

$$\vec{e} = \frac{\nabla \Sigma}{|\nabla \Sigma|}. \quad (6.2-10)$$

由 (6.2-3) 式可以求得声线位置随声速的变化, 因

$$d(\Sigma(\vec{r}) \pm \omega t) = 0,$$

故

$$\nabla \Sigma(\vec{r}) \cdot d\vec{l} \pm \omega dt = 0, \quad (6.2-11)$$

式中 $d\vec{l}$ 为沿声线方向的线元, 且

$$\frac{dl}{dt} = c_0. \quad (6.2-12)$$

当声波在非均匀大气中传播, 必须考虑风速, 而且大气声速 c 和风速 \vec{w} 都是坐标的函数, 那么 (6.2-12) 式的声速需换为合成声速, 写成明显形式

$$\frac{dx_i}{dt} = c_i c_0 + w_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (6.2-13)$$

而声线方向的变化为

$$\frac{d\vec{e}}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \vec{l}}{\partial t} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{l}} \right) \vec{e} \approx \frac{\partial x_i}{\partial t} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \vec{e}, \quad (6.2-14)$$

式中重复脚标表示取和。将 (6.2-10) 式代入上式并考虑到

$$\frac{\partial x_k}{\partial t} \frac{1}{|\nabla \Sigma|} \frac{\partial}{\partial x_k} \nabla \Sigma = - \left(\frac{\partial c_0}{\partial x_i} + e_k \frac{\partial w_k}{\partial x_i} \right),$$

$$\frac{\partial x_i}{\partial t} \nabla \Sigma \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{|\nabla \Sigma|} = e_i e_i \left(\frac{\partial c_0}{\partial x_i} + e_k \frac{\partial w_k}{\partial x_i} \right),$$

故 (6.2-14) 式化为

$$\frac{de_i}{dt} = (e_i e_i - \delta_{i,i}) \left(\frac{\partial c_0}{\partial x_i} + e_k \frac{\partial w_k}{\partial x_i} \right), \quad i = 1, 2, 3, \quad (6.2-15)$$

式中

$$\delta_{i,i} = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases}. \quad (6.2-16)$$

(6.2-13) 和 (6.2-15) 式可以用来确定在已知大气分布条件下声线的空间分布。

为了简化计算, 通常关心的是某个平面中声线径迹, 例如选定 X-Z 平面, 即 $x_1 = x$, $x_3 = z$, 且

$$e_1 = \sin \theta, \quad e_3 = \cos \theta, \quad (6.2-17)$$

θ 为声线与 X 轴的夹角, 则 (6.2-13) 式化为

$$\frac{dx}{dt} = c_0 \cos \theta + w_x, \quad (6.2-18)$$

$$\frac{dz}{dt} = c_0 \sin\theta + w_z \quad (6.2-19)$$

经过计算可以证明 (6.2-15) 式简化成

$$\frac{c_0}{\cos\theta} + w = \text{常数} \quad (6.2-20)$$

式中

$$w^2 = w_x^2 + w_z^2 \quad (6.2-21)$$

(6.2-19) 式是声线所满足的折射定律。

如果已知初始时刻的声线的位置 (x_0, z_0) 和方向 $\cos\theta_0$, 则利用 (6.1-18) — (6.1-20) 式可以求得 X-Z 平面中的声线场。

二、现在求解在非均匀大气中声波强度的变化。令 p' , ρ' , c' 和 u'_i 为声波的增量, 这些增量可以写成

$$p = \rho' c_0^2 = \rho_0 c_0 u' \quad , \quad c' = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{p'}{\rho_0 c_0} \quad (6.2-22)$$

考虑到风速, 令

$$u_i = u'_i + w_i \quad , \quad i = 1, 2, 3 \quad (6.2-23)$$

则描述声波的流体力学方程组 (2.1-1)、(2.1-6) 和 (2.1-7) 式写成

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (6.2-24)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0 \quad (6.2-25)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i} p + \rho c^2 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6.2-26)$$

化为

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (c e_i + u_i) \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho c \left[e_i \frac{\partial u_i}{\partial t} + (c \sigma_{ii} + u_i \partial_{ii}) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] = 0 \quad (6.2-27)$$

利用 (6.2-15) 式并将 (6.2-22)、(6.2-23) 式代入, 略去高阶小量并有

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (c_0 e_i + w_i) \frac{\partial}{\partial x_i} \quad ,$$

则得

$$\frac{1}{p'} \frac{dp'}{dt} = \frac{1}{2\rho_0 c_0} \frac{d}{dt} (\rho_0 c_0) - \frac{1}{2} \left[c_0 \frac{\partial e_i}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial w_i}{\partial x_i} + e_i e_j \frac{\partial w_j}{\partial x_j} \right] \quad (6.2-28)$$

沿声线积分可得

$$\frac{p'(x_{i,1})}{p'(x_{i,0})} = \frac{1}{L} \left(\frac{\rho_{0,1} c_{0,1}}{\rho_{0,0} c_{0,0}} \right)^{1/2} \quad (6.2-29)$$

式中

$$L = \exp\left\{\frac{1}{2} \int_{t_0}^{t_1} \left(c_0 \frac{\partial e_i}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial w_i}{\partial x_i} + e_i e_i \frac{\partial w_i}{\partial x_i}\right) dt\right\}, \quad (6.2-30)$$

x_{i0} 、 ρ_{00} 、 c_{00} 为初始时刻 t_0 声线发出处的坐标及未扰动大气参量， x_{i1} 、 ρ_{01} 、 c_{01} 为时刻 t_1 声波阵面元的坐标及该处的未扰动大气参量。

(6.2-29)式的意义可以解释如下：经过一段传播时间 $t_1 - t_0$ 后，二个时刻的波强之比与声阻抗 $\rho_0 c_0$ 的平方根成正比，与几何因子 L 成反比。设想一族声线组成的声管， A 为声管的截面积，随着声波的传播， L 的意义可以理解为声管截面的收缩或扩张，前者表明声波增强，后者表明声波减弱。因此，根据因子 L 的物理意义将它写成如下的显式，

$$L = \frac{c_{00} \bar{V}_{01} \bar{e}_1}{c_{01} \bar{V}_{00} \bar{e}_0} \sqrt{\frac{A}{A_0}}. \quad (6.2-31)$$

式中合成声速 \bar{V} 为

$$\bar{V}_{0i} = c_{0i} \bar{e} + \bar{w}_{0i}, \quad i = 0, 1, \quad (6.2-32)$$

波长的变化为

$$\lambda(x_{i1}) / \bar{V}_{01} \bar{e}_1 = \lambda(x_{i0}) / \bar{V}_{00} \bar{e}_0, \quad (6.2-33)$$

(6.2-29) — (6.2-33)式给出了声波的动力学结果。

在已知大气分布条件下，首先可由(6.1-18) — (6.1-20)式求得声线场，然后可用(6.2-29) — (6.2-33)式求得波强和波长的变化，从而解决了声波在均匀大气中传播问题。

显然，以上理论仅对线性声波才能成立，对于非线性声波需做非线性修正。

§ 6.3 弱冲击波在非均匀大气中的传播

考虑到大气温度，风速分布的非均匀性，需要将§ 6.1的结果推广到不同时刻的非均匀流场中去。

一、由于波前流场的合成声速沿声线的切向分量 $V_{0\tau}$ 是空间坐标 \bar{r} 的函数，因此，需要考虑该流场对波长和波强即(6.1-17)和(6.1-18)式的影响。将(6.1-17)式括号中的积分项利用(6.1-5)式改写成

$$\Lambda = \frac{\alpha}{\lambda_0} \int_0^l (u - u_0) dt = \frac{\alpha}{\lambda_0} \int_0^l \frac{\Delta p}{\rho_0 c_0} dt,$$

沿声线 $dt = \frac{dl}{V_{0\tau}}$ ，则

$$\Lambda = \frac{\alpha}{\lambda_0} \int_{x_0}^{x_1} \frac{\Delta p}{\rho_0 c_0 V_{0\tau}} dl. \quad (6.3-1)$$

为了进一步简化，将 Λ 看成线性声波的非线性修正项。在这个假定下， Δp 便可看作线性声波波强，而它应满足(6.2-29)式，在球面波的条件还应满足(6.1-24)式。先将(6.3-1)式改写成本节的脚标，即

$$\Lambda = \frac{\alpha}{\lambda_0} \int_{x_0}^{x_1} \frac{\Delta p(x_{i1})}{\rho_{01} c_{01} V_{0\tau}} dl, \quad (6.3-2)$$

再将(6.2-29)和 f_{00} 的定义(6.1-13)式代入，经过换算得

$$\Lambda = \frac{\alpha' f_{000} R_s}{\lambda_{00}} \int_{R_s}^l \left(\frac{\rho_{000} c_{000}}{\rho_{01} c_{01}} \right)^{1/2} \frac{c_{000}}{V_{00} \cdot L' / l} dl, \quad (6.3-3)$$

式中

$$L' = L \left(\frac{R_s}{l} \right). \quad (6.3-4)$$

由此可得非均匀大气的弱球面波的衰减规律:

$$f_s = f_{000} \cdot \frac{1}{L} \left(\frac{\rho_{01} c_{01}}{\rho_{000} c_{000}} \right)^{1/2} \frac{R_s}{R} \left[1 + \frac{\alpha' f_{000} R_s}{\lambda_{00}} \int_{R_s}^l \left(\frac{\rho_{000} c_{000}}{\rho_{01} c_{01}} \right)^{1/2} \frac{c_{000}}{V_{00} \cdot L' / l} dl \right]^{-1/2}, \quad (6.3-5)$$

$$\lambda = \lambda_{00} \left[1 + \frac{\alpha' f_{000} R_s}{\lambda_{00}} \int_{R_s}^l \left(\frac{\rho_{000} c_{000}}{\rho_{01} c_{01}} \right)^{1/2} \frac{c_{000}}{V_{00} \cdot L' / l} dl \right]^{1/2}. \quad (6.3-6)$$

显然, 在无风和均匀大气的条件下, 因为

$$\frac{\rho_{000} c_{000}}{\rho_{01} c_{01}} = 1, \quad V_{00} = c_{01},$$

且

$$L = \sqrt{\frac{A}{A_s}} = \frac{R}{R_s}, \quad L' = 1,$$

故上两式便简化为 (6.1-24) 和 (6.1-25) 式。

现在进一步将 (6.3-5) 和 (6.3-6) 式写成无量纲形式。将波长变化的关系 (6.2-33) 式改写成

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_{00} V_{00}}{V_{00s}},$$

式中 V_{00s} 为弱波起点处合成声速沿声线的切向分量, 代入 (6.3-3) 式, 得

$$\Lambda = \frac{\alpha' f_{000} R_s}{\lambda_{00}} \int_{R_s}^l \left(\frac{\rho_{000} c_{000}}{\rho_{01} c_{01}} \right)^{1/2} \frac{c_{000} V_{00s}}{V_{00}^2 \cdot L' / l} dl, \quad (6.3-7)$$

引进

$$\eta = \frac{l}{R} \exp \left\{ \int_{R_s}^l \left[\left(\frac{\rho_{000} c_{000}}{\rho_{01} c_{01}} \right)^{1/2} \frac{c_{000} V_{00s}}{V_{00}^2 \cdot L' / l} - 1 \right] \frac{dl}{l} \right\}, \quad (6.3-8)$$

显然

$$\ln \frac{R}{R_s} \eta = \int_{R_s}^l \left(\frac{\rho_{000} c_{000}}{\rho_{01} c_{01}} \right)^{1/2} \frac{c_{000} V_{00s}}{V_{00}^2 \cdot L' / l} dl. \quad (6.3-9)$$

取 $\gamma = 1.4$, 那么 (6.3-5) 和 (6.3-6) 式可以写成

$$f_s = f_{000} \cdot \frac{R_s}{R} \left(\frac{\rho_{01} c_{01}}{\rho_{000} c_{000}} \right)^{1/2} \frac{1}{L} \left(1 + \frac{6}{7} \frac{f_{000} R_s}{\lambda_{00}} \ln \eta \frac{R}{R_s} \right)^{-1/2}, \quad (6.3-10)$$

$$\lambda = \lambda_{00} \left(1 + \frac{6}{7} \frac{f_{000} R_s}{\lambda_{00}} \ln \eta \frac{R}{R_s} \right)^{1/2}. \quad (6.3-11)$$

类似 § 6.1 的讨论, 引进特征长度将上式无量纲化, 便可以化为便于应用的形式:

$$f = f_{00} \cdot \frac{\beta \xi_0}{L \xi} \left(1 + \frac{6 f_{00} \xi_0 \ln \eta \xi}{7 g_{00}} \right)^{-1/2}, \quad (6.3-12)$$

$$g = g_{00} \left(1 + \frac{6 f_{00} \xi_0 \ln \eta \xi}{7 g_{00}} \right)^{1/2}, \quad (6.3-13)$$

式中

$$\beta = \left(\frac{\rho_{01} c_{01}}{\rho_{00} c_{00}} \right)^{1/2}. \quad (6.3-14)$$

将这里所得到的非均匀大气中弱波衰减规律与均匀大气的结果 (6.1-24), (6.1-25) 式比较, 可以发现有二点区别: 一点是由于不同大气声阻抗和声管的面积变化造成波强的改变, 这就是因子 β/L 的意义。其次一点是大气非均匀性造成的另一因子 η , 由 η 的表达式 (6.3-8) 式可见, 它既有赖于声阻抗, 还与静止大气声速和合成声速之比有关, η 既可以大于 1, 也可以小于 1, 前者表示波的增强, 后者表示波的减弱。因此, 讨论弱波在非均匀大气中传播时, 必须考虑由于大气温度, 风速不同分布所引起的修正。

二、不考虑风速时, $V_{01} = c_{01}$, $V_{00} = c_{00}$, (6.3-12) 和 (6.3-13) 式也可以看作是非均匀大气的弱波相似律。该相似律表述如下: 在静止大气参量分别为 p_{00} , T_{00} 和 p_{01} , T_{01} 的环境下, 二个不同当量 Q_0 , Q 的爆炸, 当距爆心距离 R_0 , R 满足

$$\frac{\eta R}{(Q/p_{01})^{1/3}} = \frac{R_0}{(Q_0/p_{00})^{1/3}}, \quad (6.3-15)$$

时, 对应的弱波超压应满足

$$\frac{\Delta p}{p_{01}} \frac{L}{\eta \beta} = \frac{\Delta p_0}{p_{00}}, \quad (6.3-16)$$

持续时间满足

$$\frac{\tau}{\left(\frac{Q}{p_{01}}\right)^{1/3} (T_{01})^{-1/2}} = \frac{\tau_0}{\left(\frac{Q_0}{p_{00}}\right)^{1/3} (T_{00})^{-1/2}}. \quad (6.3-17)$$

在忽略风速的条件下, 修正因子为

$$\eta = \frac{R}{R_0} \exp \left\{ \int_{R_0}^R \left[\left(\frac{p_{00}}{p_{01}(l)} \right)^{1/2} \left(\frac{T_{00}}{T_{01}(l)} \right)^{3/4} - 1 \right] \frac{dl}{l} \right\}, \quad (6.3-18)$$

$$\beta = \left(\frac{p_{01}}{p_{00}} \right)^{1/2} \left(\frac{T_{00}}{T_{01}} \right)^{1/4}, \quad (6.3-19)$$

$$L = \left(\frac{A}{A_0} \right)^{1/2}, \quad (6.3-20)$$

式中 L 是由于大气非均匀性引起的声管截面的涨缩, 它反映了大气状态在声波传播过程中造成能量横向传播的后果。考虑风速影响后, 可以近似表示为:

$$L = \left[\frac{c_{01} + w(R) \cos \phi(R)}{c_{00} + w(0) \cos \phi(0)} \right]^{1/2}, \quad (6.3-21)$$

式中 $\phi(R)$, $\phi(0)$ 分别为不同静止大气中风速的方位角。

上述相似律只能处理 $\Delta p/p_0 \ll 0.1$ 的弱波。只有传播的距离足够远,才能直接将爆心看作声波的源,这样(6.3-8)式的积分限 R ,可取作零。

在应用时,先求得均匀大气的冲击波参数;对于地爆,当量应取 $2Q$;对于空爆,需鉴别达到测点的波的性质,是合成波、反射波还是入射波,而后采用相应波的参量,再根据实际大气条件,利用弱波相似律进行修正,由此可得非均匀大气的弱波参数。

实测表明,上述相似律与实际符合得还是比较好的。

§ 6.4 大气环境及其对声线场的影响

一、因为核爆炸弱冲击波传播的范围比较远,所以,高达几十公里高空的大气环境都可能对弱波产生影响。为了弄清弱波的传播规律,必须掌握大气温度和风速随高度分布的资料。

一般说来,大气环境是随时间、空间变化的,但就其统计平均结果而言,具有比较稳定的分布规律。下面介绍我们所关心的北半球中纬度地区温度和风速的变化规律。

在§ 3.4中,已经看到标准大气模式中温度随高度分布的情况。由表 3.4-1 的数据可以看出,高度低于11公里,温度随高度递减;(11—20)公里为温度变化不大的同温层;高于20公里后,温度随高度递增;大约在50公里达极大值,而后又随高度递减,示意如图 6.4-1。风速随高度的变化要复杂一些,但也有一定规律可寻。近地面(2—3)公里内的浅层风变化较大,除了取决于大气条件外,还受局部地区地形和日照的影响;距地面(3—50)公里以上高空风则比较有规律。在中纬度,一般在一年之中20公里以下总是吹西风,风速随高度递增,大约在(8—18)公里处有一极大值,最大风速可达(50—60)米/秒,称西风急流层,而后随高度递减。在20公里附近,春秋季发生风向转换,冬季风速为最小。在20到60公里,夏季盛行东风,且

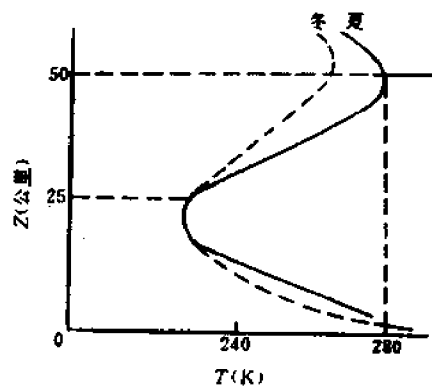


图6.4-1 大气温度随高度分布

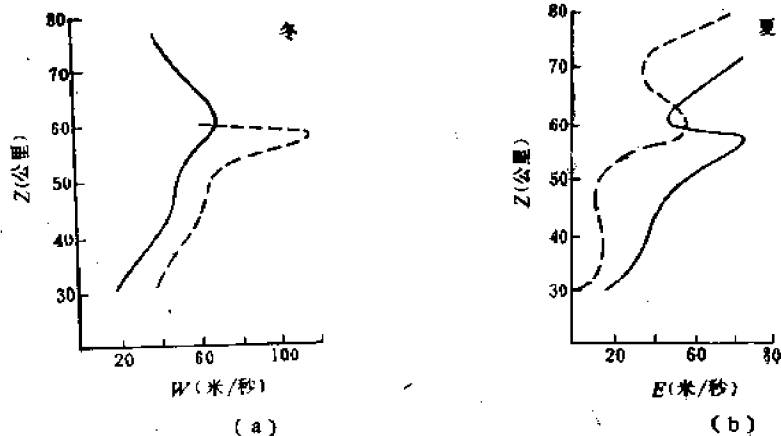
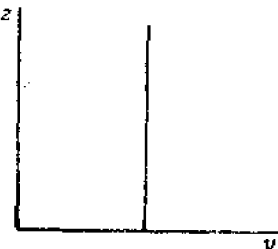
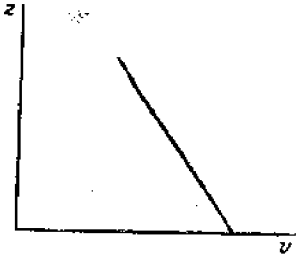
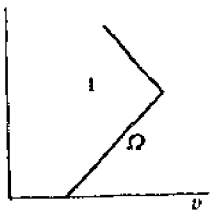
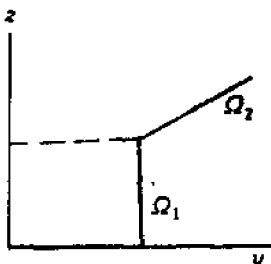
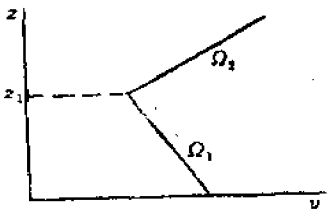
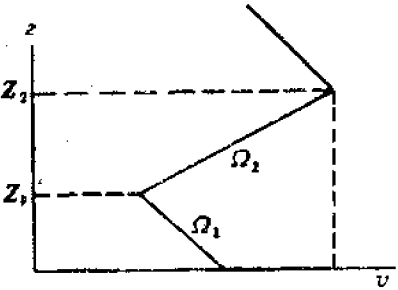
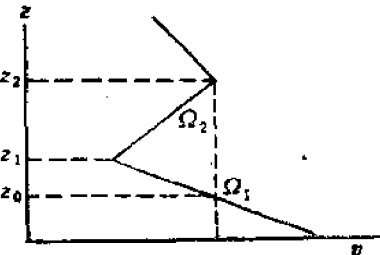


图6.4-2 北纬30°和60°的高空风场
——北纬30° - - - - 北纬60°
(图(b)中横坐标应为W)

表6-4-1 合成声速分布类型

梯度类型	声线路径	声线路径
1) 	$\frac{dV}{dr} = \Omega = 0$	径向分布 波强为均匀大气的波强
2) 	单一梯度 $\Omega < 0$	声线上折，波阵面与地面成仰角，波强减弱
3) 	$\Omega > 0$	有部分声线下折，波阵面向地面倾斜，波强增强
4) 	$\Omega_1 = 0$ $\Omega_2 > 0$	$Z < Z_1$ ，开始声线为径向，后向下折，回到地面后产生聚焦。
5) 	$\Omega_1 < 0$ $\Omega_2 > 0$	当 $ \Omega_1 < \Omega_2$ 时，声线在浅层 $Z < Z_1$ ，先向上折，而后在 $Z > Z_1$ 的其上方声线下折回到地面产生聚焦；当 $ \Omega_1 > \Omega_2$ ，与 $\Omega < 0$ 单一梯度相近。

梯度类型	声线路径
<p>6)</p> 	<p>Z_2处的合成声速大于地面的合成声速, 有一部分声线下折, 可能在地面上形成聚焦。</p>
<p>7)</p> 	<p>Z_2处合成声速小于地面的合成声速, 没有声线折回地面. 与类型2相似, 对$Z > Z_0$的高度上, 有部分声线折回, 可能在$Z > Z_0$的空间形成聚焦。</p>

自20公里以上随高度递增; 冬季则盛行西风, 春秋则为转换季节, 详情见图6·4-2。

二、为了对弱波的传播规律进行分析, 所关心的是风速和声速的矢量和, 即合成声速 V 随高度的分布。虽然合成声速随高度分布是多种多样的, 不同时刻不同方向上都可能不同, 但是, 在我们选定的特定方向, 例如正东方向上, V 随高度的分布大体可以简化成几种类型, 如表6·4-1所示。当然, 在实际计算中, 必须根据特定时刻的实测结果, 在需要的方向上画出合成声速场的分布图, 然后才能进行简化。

对声线场分布的影响不在于合成声速的大小, 主要在于合成声速随高度的分布, 即梯度 $\Omega = dV/dz$ 。由于梯度随高度的变化不同, 形成不同分布的声线场, 在表6·4-1中列出了如下几种典型分布:

1. 梯度 $\Omega = 0$, 合成声速随高度无变化, 这是理想情况。声线是以声源为球心的球对称分布, 声线是径向辐射线, 冲击波传播满足均匀大气的传播规律。

2. $\Omega < 0$, 合成声速随高度减小, 是在地面无逆温的气象条件下通常出现的情况。声线在传播中将逐渐向上折, 波阵面法向矢量 \vec{e} 与地面的夹角逐渐增大, 近地面传播的声线逐渐向上方散开, 因此地面冲击波的强度比理想条件下的冲击波强度弱。

3. $\Omega > 0$, 合成声速随高度增大, 在地面有逆温的气象条件下, 就可能出现这种情况。声线将逐渐向下折, 波阵面法线矢量 \vec{e} 与地面的夹角逐渐减小, 近地面传播的声线将向地面会聚, 地面冲击波的强度将增强。

4. 在某高度 Z_1 下的梯度 $\Omega_1 = 0$ 或 $\Omega_1 < 0$, 以上的梯度 $\Omega_2 > 0$, 声线在 Z_1 以下为径向辐射或者向上折, 而当 $Z > Z_1$ 后开始向下折, 折回到地面。由于声线在一定高度上重新折回到地面, 以致造成声线在空中、地面某区域会聚和散开, 会聚的区域为冲击波聚焦区, 散开的区

域为冲击波的寂静区, 当 $\Omega_1 = 0$, 聚焦比较弱, $\Omega_1 < 0$ 则聚焦比较强。

5. 在考虑较高的高度时, 会有 6、7 两种类型出现。当 $|\Omega_1| < \Omega_2$, Z_2 处合成声速 V_2 大于 Z_1 处的合成声速 V_1 , 有一部分声线折回地面, 可能在地面形成聚焦。这种类型比较常见, 例如高空逆温层聚焦。在类型 7 中, 由于 $|\Omega_1| > \Omega_2$ 且 $V_2 < V_1$, 因此声线不致由上空折回地面, 这和类型 2 相似。令某一高度 Z_0 处的合成声速 $V_0 = V_2$, 那么有部分声线折回以致在 $Z > Z_0$ 的空中有形成聚焦的可能, 详细情况需通过计算来判断。

三、根据声线运动的径迹, 可以将爆心上方区域划成三个不同的区域, 即上空区、中区和远区。

在已知大气分布的条件下, 总有一个最大的初射角 θ_0 , 这个初射角的声线可以向地面折回, 而初射角 $\theta > \theta_0$ 的声线就不会再向地面折回, 即有如下条件。

$$\frac{c_{0,0}}{\cos\theta_0} + w_0 > c_{0,1}(Z) + w_1(Z),$$

那么以这根声线为界的上方区称为上空区, 其下方为下空区。在上空区, 尽管声线可能有弯折, 但基本上是径向辐射的。这就是说声线在空中不致会聚形成聚焦区或散开形成寂静区。它的主要特征是 p, T 随高度的分布而导致修正因子 η 异于 1, 这个区域可以直接采用 § 6·3 弱波相似律进行计算。

在下空区, 声线从地面上弯而后再折回到地面, 或者一开始就向地面下折, 这就可能造成聚焦区和寂静区。当波折回到地面后将在地面反射, 因此下空区的情况要复杂得多。为了便于问题的讨论, 可以将它分为中区和远区。在中区, 波形基本上仍然近似为三角形波, 在距地面一定高度的单一梯度的条件下, 冲击波不再垂直于地面而有一定倾角或仰角, 在地面形成反射或绕射, 相应的波强增强或减弱, 如表 6·4-1 中的 2, 3 类型。中区和远区的界限是难于严格划定的。但远区的特征是明显的, 在这个区域中, 由于高层大气分布的影响, 使得声线会聚或散开, 以致出现一次甚至多次聚焦现象。这种聚焦波的波形可能不再是三角形波, 而是多个波形的叠加, 这就是表 6·4-1 中类型 4、5、6、7 可能出现的情况。由于这个区域比较远, 声波的非线性效应已经很弱, 可以用声波理论来近似描述。

§ 6·5 弱冲击波沿地面的传播

在中区, 弱波需作为非线性声波处理。在已知大气分布条件下, 求解一组非线性声波所遵循的方程组并以地面为边界条件, 从而可以求得弱波沿地面的传播规律。但这里不拟深入讨论严格的理论计算, 而只限于介绍近似理论。

在近似理论中, 通常所关心的主要问题是在单一梯度的条件下波阵面参数的变化。单一梯度的作用是使原来垂直于地面的波阵面发生倾斜。令波阵面外法线与地面的夹角为 δ , 则

$$\delta = \frac{\Omega(R - AR_0)}{2V_0}, \quad (6\cdot5-1)$$

式中 $R_0 = (2E/p_0)^{1/3}$, $R \gg AR_0$, A 为常数 $\approx 2.5-3$, p_0, V_0 为地面静止大气压强和合成声速。显然, 当 $\Omega > 0$ 时, $\delta > 0$, 即单一正梯度下, 入射角 $\alpha_0 = 90 - \delta$ 为倾角; 当 $\Omega < 0$, $\delta < 0$, $\alpha_0 = 90 - \delta$ 为仰角。对于前者, 弱波在地面发生反射使超压增强; 对于后者, 弱波在地面反射后使超压减弱。

由于在弱波条件下应用Whitham近似程度比较差,而且不能考虑规则反射,所以这里介绍文献[1]的方法:引进极限角 α_c 的补角 δ_c 的近似表达式

$$\delta_c = \left[\frac{2(\gamma+1)}{\gamma} \left(1 - \frac{p_0}{p} \right) \right]^{1/2}, \quad (6.5-2)$$

那么当 $\delta > 0$ 时, $\delta > \delta_c$ 为规则反射, $\delta < \delta_c$ 为非规则反射。引进超压 Δp 与理想条件下超压 Δp_0 之比 ξ , 则

$$\xi = 1 + 2 \sqrt{1 + \left(1 - \left(\frac{\delta}{\delta_c} \right)^2 \right)}, \quad \text{当 } 1 \geq \delta \geq \delta_c, \quad (6.5-3)$$

$$\xi = 1 + 1.35 \left(\frac{\delta}{\delta_c} \right) + 2.65 \left(\frac{\delta}{\delta_c} \right)^3, \quad \text{当 } \delta < \delta_c, \quad (6.5-4)$$

ξ 与 δ 关系的计算结果参见图6.5-1, 这个结果与实测值符合得比较好。

对于 $\delta < 0$ 的绕射, 参考Whitham理论提供的形式, 可以写成

$$\xi = e^{-n|\delta|^{1/2}}, \quad (6.5-5)$$

式中 n 为有赖于 R_0 的参数, 可由实测结果来决定, 当 $R \gg AR_0$ 时, n 可取为1。

应该指出, 这些近似公式都是半理论半经验的结果, 做为一种估算方法还是可行的。

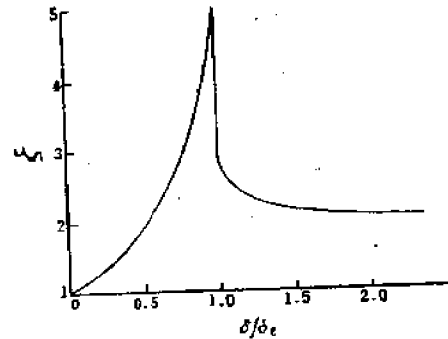


图6.5-1 ξ 与 δ 的关系

§ 6.6 弱波的聚焦

一、在表6.4-1的4, 5, 6, 7等几种气象条件下, 有一部分声线从爆心开始先径向辐射或是向上弯折, 达到一定高度后向下弯折, 并逐渐重新折回地面。为了看出声线径迹, 图6.6-1a给出了某个特定的大气参数分布, 对于该分布的声线径迹如图6.6-1b所

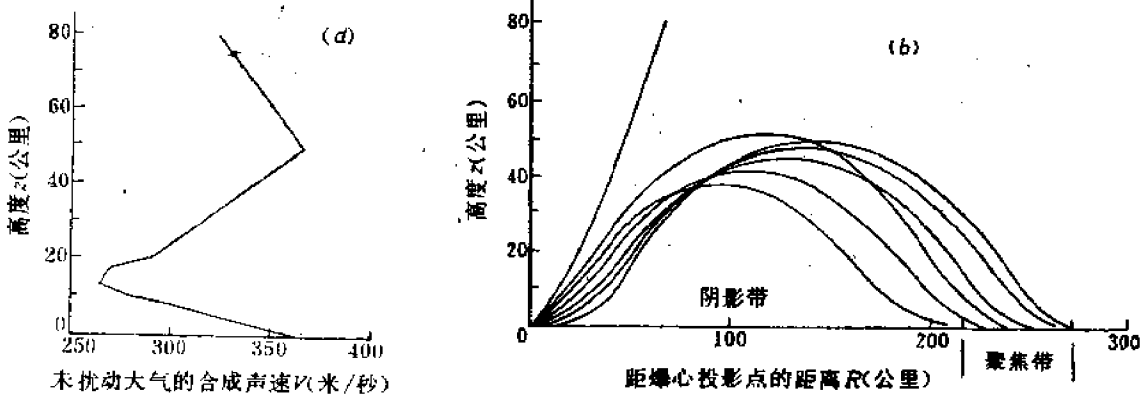


图6.6-1

a——大气的合成声速随高度的分布; b——声线分布

示。由声线场可见, 声线原可以达到的区域, 由于声线上折而没有直达波可以达到, 这个区域听不见或者听到很弱的爆炸响声, 就是寂静区; 下折声线回到地面的区域, 除了有直达波

外还有从空中某个高度反射的天波，这些波会聚后形成聚焦波，使得聚焦区的波强大大增大。这种弱冲击波的聚焦现象，在大当量爆炸的情况下特别显著。当聚焦后的超压足够强时，声线还可能基本上重复一次原来的径迹在更远的距离上产生第二次聚焦。

在北半球中纬度的典型风场和温度场（见图6·4-1和6·4-2）的条件下，大体可以将聚焦现象分为两大类。

1. 西风急流引起的聚焦。由于（8—18）公里的高空存在风速可达（50—60）米/秒的西风急流层，该条件下大气分布的主要特点是：在西风急流层高度上出现合成声速的最大值，因而使得爆心东部在百公里附近区域内发生聚焦现象。显然，爆心西部则不会产生西风急流所引起的聚焦。

2. 高空逆温层引起的聚焦。由于高空逆温层（见图6·4-1）使得在（50—55）公里高度附近出现合成声速最大值，如图6·6-1a所示，弱波在（200—300）公里范围内发生聚焦。由于高空风随冬夏两季有转换，一般说来，冬半年聚焦区主要在爆心的东部，夏半年则主要在爆心的西部，示意如图6·6-2。

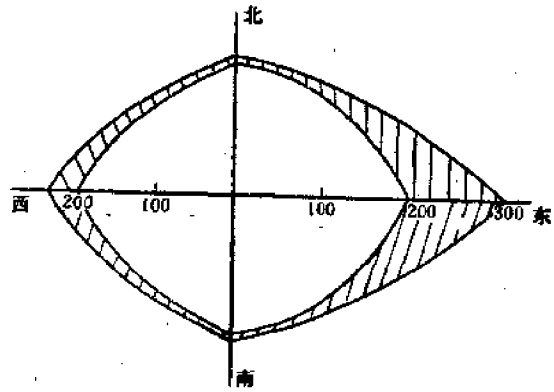


图6·6-2 冬、夏二季高空逆温引起的聚焦区分布示意图

此外，高度在约80公里以上，温度逐渐升高到千度以上的稀薄热空气也能反射声波。这类天波一般出现在更大范围的环状地区内。

二、由于波已很弱，一般可以利用声波理论讨论冲击波聚焦问题。

现在讨论梯度先负后正所造成的弱波聚焦现象。在 $X-Z$ 平面内，声线方程为

$$\frac{dx}{dt} = (c+w) \cos\theta = V \cos\theta, \quad (6-6-1)$$

$$\frac{dz}{dt} = (c+w) \sin\theta = V \sin\theta, \quad (6-6-2)$$

$$\frac{dz}{dx} = \tan\theta, \quad (6-6-3)$$

式中 θ 为波面法线与 x 轴的夹角；折射定律为

$$\frac{c_0}{\cos\theta} + w = \text{常数} \quad (6-6-4)$$

式中风速 w 取 x 方向的分量。根据不同声线的初射角 θ_0 ，求解上述方程，可得声线的分布，从而可求得聚焦区。在大气模式简化成如图 6·6-1a 的形式时，利用折射定律可以大大简化计算。

首先可以求出，能在 z_2 处折成平行于地面即 $\theta = 0$ 的声线最大初射角 θ_0 。由折射定律有

$$\theta_0 = \cos^{-1} \frac{V_0}{V_2}, \quad (6\cdot6-5)$$

那么 $\theta_0 \leq \theta$ 的声线都将回到地面。

令爆炸源的位置为 (x_0, z_0) ，由源以初射角 θ_0 发出的声线到达高度 z_1 ， x_1 处，其仰角为 θ_1 ，这根声线可能在 z_1 以上某点 (x^*, z^*) 折成水平，即 $\theta = 0$ ，这根声线必然经 z^* 以下大气折回到地面。由 (6·6-1) — (6·6-3) 式可以求得 z_1 高度上的水平位置 x_1 ，

$$x_1 - x_0 = (V_0 \tan \theta_0 - V_1 \tan \theta_1) / \Omega_1, \quad (6\cdot6-6)$$

而

$$V_1 = V_0 + \Omega_1 (z_1 - z_0), \quad \cos \theta_1 = \frac{V_1}{V_0} \cos \theta_0, \quad (6\cdot6-7)$$

在 z^* 高度上，有

$$x^* - x_1 = \frac{V_1}{\Omega_2} \tan \theta_{10}. \quad (6\cdot6-8)$$

那么折回地面后距 x_0 的位置为

$$\begin{aligned} R &= 2(x^* - x_0) \\ &= 2 \left[\left(\frac{1}{\Omega_2} - \frac{1}{\Omega_1} \right) V_1 \tan \theta_1 + \frac{V_0}{\Omega_1} \tan \theta_0 \right] \\ &= 2 \left[\left(\frac{1}{\Omega_2} - \frac{1}{\Omega_1} \right) \sqrt{V^{*2} - V_1^2} + \frac{1}{\Omega_1} \sqrt{V^{*2} - V_0^2} \right], \end{aligned} \quad (6\cdot6-9)$$

式中 V^* 为 (x^*, z^*) 处的合成声速。

有了上述结果，不难求得聚焦区的远边界，它应由 z_2 高度上折回地面的声线的落地距离决定，即

$$R_{\max} = 2 \left[\left(\frac{1}{\Omega_2} - \frac{1}{\Omega_1} \right) \sqrt{V_2^2 - V_1^2} + \frac{1}{\Omega_1} \sqrt{V_2^2 - V_0^2} \right]. \quad (6\cdot6-10)$$

达到近边界的初射角 $\theta_{0,\min}$ 应满足

$$\frac{dR}{d\theta_0} = 0,$$

利用 (6·6-9) 式，得

$$\tan \theta_{0,\min} = \left| \frac{\Omega_2}{\Omega_1} \left| \frac{1 - \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^2}{1 - \frac{2\Omega_2}{\Omega_1}} \right|^{1/2} \right|, \quad (6\cdot6-11)$$

由此定出的近边界为

$$R_{\max} = \frac{2V_0}{\Omega_1} \left[1 - \left(1 - \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \right)^2 \right] \tan \theta_{\max}, \quad (6.6-12)$$

将 (6.6-11) 式代入后

$$R_{\max} = \frac{2}{\Omega_2} \left[\left(1 - \frac{2\Omega_2}{\Omega_1} \right) (V_2^2 - V_1^2) \right]^{1/2}. \quad (6.6-13)$$

由上面的讨论可见, 无须算出许多声线, 只要算出二个极限情形下的声线, 即由初射角 θ_0 为 0° 和 θ_{\max} 的声线落到地面的位置大致确定了聚焦区远、近边界。如果要求出整个声线声场的分布, 需在 0° 和 θ_0 之间选取一些角度, 按 (6.6-9) 式算出各条声线折回地面的距离, 然后划出 $\theta_0(R)$ 图即可求得声线场, 并且声线分布的疏密也就反映了声音强度的大小。大量计算需在电子计算机上实现。

在无法进行大量计算的情况下, 有了聚焦区的远、近边界, 粗略估算聚焦强度还是可能的。根据弱击波超压与声管横截面积成反比的原理, 即

$$\xi = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_0} = \left(\frac{\Delta A_0}{\Delta A} \right)^{1/2}, \quad (6.6-14)$$

式中 ΔA_0 、 ΔA 为初始声管和聚焦处声管截面积。这里的 ΔA_0 、 ΔA 分别为均匀大气和受大气条件影响时的声管截面。若聚焦区中心在 R 处, 宽为 ΔR , 对应远、近边界的射线在源点的初射角相差为 $\Delta\theta_0$ 。(参见图 6.6-3), 则在 R 处, $\Delta\theta_0$ 及方位角夹角为 $\Delta\phi$ 的声管截面为

$$\Delta A_0 \approx R \Delta\theta_0 \cdot R \cos \bar{\theta}_0 \cdot \Delta\phi,$$

受大气条件影响后, 同条件下的声管截面为

$$\Delta A \approx \Delta R \cdot R \Delta\phi \sin \bar{\theta}_0,$$

式中 $\bar{\theta}_0$ 为最大和最小初射角的中值。在整个聚焦带上有,

$$\Delta\theta_0 = \theta_0, \quad \bar{\theta}_0 = \frac{1}{2}\theta_0.$$

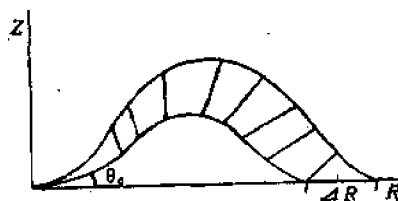


图 6.6-3 声管截面变化示意图

考虑到

$$2x \cot x \approx 2,$$

则 (6.6-1) 式化为

$$\xi \approx \sqrt{\frac{2R}{\Delta R}}, \quad (6.6-15)$$

而

$$\Delta R = R_{\max} - R_{\min}, \quad (6.6-16)$$

为聚焦带的宽度。一般说来强度增加的倍数是相当可观的，文献[2]提出最大可增大100倍之多。

图6·6-1是高空逆温层引起聚焦的例子，a图为合成风速场，b图为声线场， $R_{max} \approx 270$ 公里， $R_{min} \approx 240$ 公里， $\xi \approx 4$ ，这个例子与实测结果大体相符。

三、远区的弱波是在地面和不同高度反射层组成的地球波导中传播，一般都由直达波（地波）和不同高度的反射波（天波）叠加而成，其波形为持续时间长达数分钟的波列。用频谱分析的方法研究这些波列可以获得核爆炸弱波的某些基本特征。频谱分析结果表明，当距离大于20公里后，与最大谱振幅对应的主频率 ν_m 随距离增加而降低，可近似拟合成下式

$$\nu_m = \nu_{m_0} (R/R_0)^a \quad (6\cdot6-17)$$

式中

$$a \approx -1/3, R_0 = 20 \text{公里}$$

$$\nu_{m_0} \approx 0.6 \text{赫} / (\text{千吨})^{1/3}$$

表6·6-1 270公里主频率与当量的关系

Q (千吨)	6	28	160	620	2300
ν (赫)	0.18	0.12	0.061	0.026	0.020

主频率与当量的关系一般不再遵循立方根相似律，而且和距离远近有关。例如距爆心270公里，主频率与当量的近似关系见表6·6-1。也可以近似拟合成

$$\nu_m = \nu_0 Q^{-0.45} \quad (6\cdot6-18)$$

式中

$$\nu_0 \approx 0.5 \text{赫}$$

虽然上列关系比较粗略，但确实反映核爆炸弱波的基本性质，为远区用力学方法探测核爆炸提供有益的参考。

参 考 文 献

- [1] O.C. Рыжов, Г.М. Шефтер, ПММ, XXVI (1962), 854
 [2] W.F. Jackson, et al, AD-602112, 1964

第七章 热辐射迁移理论基础

§ 7.1 引言

核爆炸的重要特征之一，是早期产生数百万度以上的高温、高压等离子体—火球，而化学炸药爆炸最高只能产生2—3千度的高温。火球乃是不断向外发出热辐射的源，同时在辐射过程中膨胀、冷却，最后熄灭。

核爆炸物理学的重要内容之一是研究火球的内部结构（比如说温度、密度、压强的分布），不同时刻这些结构的特征，火球的膨胀、冷却规律，从外观察的火球变化过程与火球实际变化过程的关系，火球热辐射的特征以及热辐射通过大气的迁移等问题。简言之，一是有关火球的变化规律，二是火球发出的热辐射在大气中的传播规律。

研究这些规律的基本理论是热辐射迁移理论及其与流体力学过程相耦合的辐射流体力学，而热辐射与物质的相互作用过程，如吸收、散射等，是研究这些规律的基本依据。因此研究火球几乎涉及到高温激波物理学的各个方面，这里不可能做全面的论述（可参看有关文献[1]、[2]），只能就与火球密切有关的内容做些介绍，以便讨论火球时应用。

热辐射在大气中的传播是一个大气光学问题，本书只能根据需要在第九章中介绍一些要涉及到的内容。

§ 7.2 热辐射基本概念

热辐射作用的空间为电磁辐射场，辐射的频率 ν 从硬X射线一直到远红外（参见附录3.1），辐射场的能量由静止质量为零的光子所携带，当频率为 ν 时，光子的能量为 $h\nu$ ，普朗克常数 $h = 6.62 \times 10^{-27}$ 尔格·秒。光子在真空中的传播速度 $c = 3 \times 10^{10}$ 厘米/秒，光子的动量为 $h\nu/c$ 。

辐射场的特征可以由光子数的分布函数 f 来表征。若考虑某时刻 t ，空间位置 \vec{R} 处体积元 $d\vec{R}$ 内，频率 ν 到 $\nu + d\nu$ 之间，传播方向在 $\vec{\Omega}$ 附近的立体角元 $d\Omega$ 内的光子数 dN ，那么，

$$dN = f(\vec{R}, \nu, \vec{\Omega}, t) d\vec{R} d\nu d\Omega \quad (7.2-1)$$

显然，分布函数 f 是时间 t 、空间 \vec{R} 、频率 ν 以及传播方向 $\vec{\Omega}$ 的函数。如果考虑面元 $d\sigma$ 的辐射，其方向为 $\vec{\Omega}$ ，见图7.2-1。

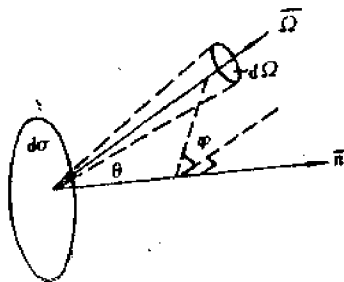


图7.2-1 坐标的约定

在极坐标下, 立体角元为:

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi = -d\mu d\varphi, \quad (7\cdot2-2)$$

式中 $\mu = \cos\theta$, θ 是光子传播方向 $\vec{\Omega}$ 和面元的法线方向 \vec{n} 的夹角。那么, 单位时间内通过 \vec{R} 处, 其法线与 $\vec{\Omega}$ 平行的单位面积, 传播方向在 $d\Omega$ 立体角元且频率在 dv 间隔内的辐射能量为

$$h\nu cf(\vec{R}, \nu, \vec{\Omega}, t) dv d\Omega = I_\nu(\vec{R}, \vec{\Omega}, t) dv d\Omega, \quad (7\cdot2-3)$$

式中 I_ν 称为辐射的谱强度。辐射场完全可以由 f 或 I_ν 来描述, 通常在辐射迁移理论中采用 I_ν 而不是 f 。现在建立辐射的谱强度 I_ν 与其它描写辐射场的量之间的关系。在 \vec{R} 处辐射能的谱密度为

$$U_\nu = \int_{4\pi} h\nu f(\vec{R}, \nu, \vec{\Omega}, t) d\Omega = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_\nu d\Omega, \quad (7\cdot2-4)$$

式中积分为沿整个立体角求积。显然对于全谱而言, 辐射强度 I 和辐射能密度 U 分别为

$$I = \int_0^\infty I_\nu dv, \quad (7\cdot2-5)$$

$$U = \int_0^\infty U_\nu dv. \quad (7\cdot2-6)$$

在辐射迁移问题中, 辐射的谱能流是一个重要的物理量, 它定义为单位面积在频率 dv 间隔内的能流。如果象图7·2-1那样选择面元 do , 那么单位时间内, 从左到右通过单位面积在频率 dv 区间的辐射能, 即辐射的谱能流 \vec{S}_ν 在 \vec{n} 方向上的分量应为:

$$\vec{n} \cdot \vec{S}_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos\theta d\Omega, \quad (7\cdot2-7)$$

式中积分应沿整个立体角求积。

辐射的谱能流是矢量, 上面的表达式只是面元的法向分量, 一般说, 在辐射传播方向上的辐射的谱能流为

$$\vec{S}_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \vec{\Omega} d\Omega, \quad (7\cdot2-8)$$

对于全谱, 则

$$\vec{S} = \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\nu \vec{\Omega} d\Omega dv. \quad (7\cdot2-9)$$

如果只考虑垂直于面元的辐射能流, 上式改为

$$S_\nu = \vec{S} \cdot \vec{n} = \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\nu \cos\theta d\Omega dv. \quad (7\cdot2-10)$$

在 § 3·3 中所讲的能流就是指此。

辐射场存在压强张量, 它定义为通过某单位面积元的动量迁移率, 垂直于 x_1 轴的面元上的 x_2 分量动量迁移率为

$$p_{12} = \frac{1}{c} \iint I_{\Omega_1 \Omega_2} d\Omega dv, \quad (7.2-11)$$

式中 Ω_1 、 Ω_2 分别为 $\vec{\Omega}$ 在 x_1 、 x_2 方向上的分量，写成一般形式

$$p_{ij} = \frac{1}{c} \iint I_{\Omega_i \Omega_j} d\Omega dv, \quad (7.2-12)$$

或

$$\vec{P} = \frac{1}{c} \iint I_{\Omega} \vec{\Omega} d\Omega dv. \quad (7.2-13)$$

辐射压强张量是对称张量，即

$$p_{ij} = p_{ji}. \quad (7.2-14)$$

因 $\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega} = 1$ ，所以

$$p_{11} + p_{22} + p_{33} = \frac{1}{c} \iint I_{\Omega} d\Omega dv = U, \quad (7.2-15)$$

如果引进平均压强 \bar{p} ，

$$\bar{p} = \frac{1}{3} (p_{11} + p_{22} + p_{33}) = \frac{1}{3} U. \quad (7.2-16)$$

由上述讨论可见，描述辐射场的 f 和 I_{Ω} 都与 $\vec{\Omega}$ 有关，当辐射场的角分布是各向同性的特殊情况下， f 和 I_{Ω} 都与 $\vec{\Omega}$ 无关，则上述诸量皆可化简，辐射能量密度

$$U_{\nu} = \frac{4\pi}{c} I_{\nu}, \quad U = \frac{4\pi}{c} \int_0^{\infty} I_{\nu} d\nu. \quad (7.2-17)$$

由于能量迁移在正、反方向相等（各向同性），故辐射能流为零，即

$$\vec{S}_{\nu} = 0. \quad (7.2-18)$$

辐射压强张量退化为零级张量，即标量。

$$p_{ij} = p \delta_{ij} = \frac{1}{3} U \delta_{ij}. \quad (7.2-19)$$

§ 7.3 辐射与物质的相互作用

当光子通过物质时，将与物质的分子、原子、电子相互作用，造成光子的吸收、散射和发射。

现考虑一束平行光，它通过物质（如其温度很低，则可忽略物质的发射）将被减弱。在 dx 这段路程上的减弱为

$$dI_{\nu} = -\mu_{\nu} I_{\nu} dx, \quad (7.3-1)$$

式中 μ_{ν} 为消光系数，它的量纲为长度的倒数，显然

$$I_x = I_{x0} e^{-\int \mu dx}, \quad (7.3-2)$$

I_{x0} 为 $x=0$ 的光辐射强度, 消光系数 μ , 为吸收系数 μ_a 与散射系数 μ_s 之和, 即

$$\mu = \mu_a + \mu_s. \quad (7.3-3)$$

散射的作用是使光子改变传播方向, 参加另一光束, 从而减弱原光束的强度。在不很透明的介质中, 散射与吸收相比要小得多, 因此, 在这一章的讨论中将忽略散射。忽略散射后, 上式中 μ 就是物质的吸收系数。当然, 当讨论光辐射在均匀透明介质中传播, 例如可见光在大气中传播时, 就需要讨论散射的作用。

物质对光子的吸收主要有三种类型: 线吸收或称束缚-束缚吸收、光电吸收或称束缚-自由吸收和韧致吸收或称自由-自由吸收。

三种吸收跃迁过程表示在图7.3-1中。可以看到, 在 $h\nu_{nm}$ 的光子激发下, 电子将从 m 能级激发到 n 能级, 并将光子吸收掉, 吸收线的频率 ν_{nm} 应满足 $h\nu_{nm} = E_n - E_m$ 。这种吸收的特征是电子从一束缚态激发到另一束缚态, 只有满足二束缚态能级的特定频率 ν_{nm} 的光子方能被吸收, 所以又称这部分吸收为线吸收。

对于类氢原子, 线吸收截面为

$$\sigma_{ln} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{ln} b_{ln}(\nu), \quad (7.3-4)$$

式中 f_{ln} 是电子由 m 能级跃迁到 n 能级的吸收振子强度, $b_{ln}(\nu)$ 是线型因子, 它与物质的温度、密度和电荷分布有关。

当入射光子能量大于原子、分子或离子中电子的电离能时, 电子将被激发, 从束缚态跃迁到具有一定运动速度 v 的自由态, (参见示意图 (7.3-1), 即

$$h\nu = \frac{1}{2} m_e v^2 + I_n, \quad (7.3-4')$$

式中 $h\nu$ 为入射光子能量, $\frac{1}{2} m_e v^2$ 为自由态电子的动能, I_n 为 n 能级的电离能, 这种吸收的特征是光电离。

对于类氢原子, 原子中电子的光电吸收截面为

对于类氢原子, 原子中电子的光电吸收截面为

$$\sigma_{if} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{e^{10} m_e Z^4}{h^3 c v^3 n^6} g_{if}, \quad (7.3-5)$$

式中 n 为跃迁电子的主量子数, Z 为离子的剩余核电荷数, e 为电子电荷, g_{if} 为量子力学修正因子。

当物质电离, 存在自由电子时, 自由电子可以吸收任意频率的光子, 而自身从低能态跃迁到高能态, 即自由电子将吸收的能量转变为自身的动能, 这种吸收称为韧致吸收。它的特

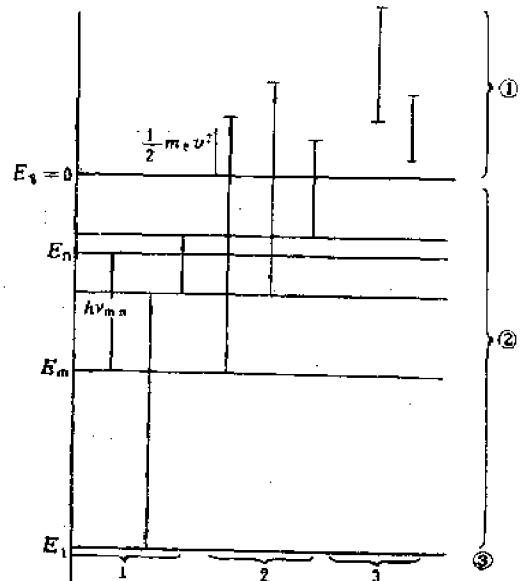


图7.3-1 吸收跃迁过程示意图

- 1 — 束缚-束缚跃迁; ① — 连续态;
- 2 — 束缚-自由跃迁; ② — 分立态;
- 3 — 自由-自由跃迁; ③ — 基态

点是光子被电子所阻尼，产生连续吸收。其能量关系为

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{1}{2} m_e v_0^2 + h\nu, \quad (7.3-6)$$

式中 v_0 、 v 为电子吸收光子前后的运动速度， $h\nu$ 为入射光子的能量。

当离子的净电荷数为 Z ，自由电子在该离子场中的韧致吸收截面为

$$\sigma_{if} = \frac{4e^6 Z^2}{3hcm_e v^3} \left(\frac{2\pi}{3mkT} \right)^{1/2} N_e g_{if}, \quad (7.3-7)$$

式中 N_e 为自由电子的数密度， g_{if} 为量子力学修正因子。

对于一个系统，如果已知处于 i 态的吸收中心数密度为 N_i ，那么系统对 $h\nu$ 光子的线吸收系数为

$$\mu_{\nu, e} = \sum_i N_i \sum_j \sigma_{ij}, \quad (7.3-8)$$

σ_{ij} 为上述三种类型的吸收截面。通常还引进自由程 $\lambda_{\nu, e}$ ，它定义为吸收系数的倒数

$$\lambda_{\nu, e} = 1/\mu_{\nu, e}, \quad (7.3-9)$$

它是光子与物质粒子二次碰撞之间的平均距离。

线吸收系数 $\mu_{\nu, e}$ 与质量吸收系数 $k_{\nu, e}$ 的关系为

$$k_{\nu, e} = \mu_{\nu, e} / \rho = 1/\lambda_{\nu, e} \rho, \quad (7.3-10)$$

式中 ρ 为物质的密度。它的定义是沿光辐射路程上单位面积内单位质量物质对光辐射的吸收截面。

为了表征物质的光学性质，通常引进无量纲的光学厚度概念，它定义为

$$d\tau_{\nu} = \mu_{\nu} dx, \quad \tau_{\nu} = \int_0^x \mu_{\nu} dx. \quad (7.3-11)$$

从 (7.3-2) 式可以看出光学厚度的意义，在光厚 τ_{ν} 等于 1 时，频率为 ν 的光辐射强度减弱到原来的 $1/e$ 倍。

有了光学厚度的概念，根据物质的吸收性质，可以将它们分成光学厚的，即对光有较强吸收的物质，反之则为光学薄的。

§ 7.4 黑体辐射

对于热辐射来说，任何物体既是吸收体，同时也是发射体。物体的体发射率定义为单位体积、单位时间、单位频率间隔内向单位立体角发射的能量，用 j_{ν} 表示。当物体处于热力学平衡状态下，单位体积吸收的辐射能和它发射的辐射能相等，这个条件下的辐射场称为平衡辐射场。对于平衡辐射，基尔霍夫发现：物体的体发射率 j_{ν} 与吸收系数 $\mu_{\nu, e}$ 之比仅是辐射频率 ν 和物体温度 T 的函数，而与物体的其它特性无关，即

$$\frac{j_{\nu}}{\mu_{\nu, e} (1 - e^{-h\nu/kT})} = B_{\nu}(T), \quad (7.4-1)$$

同样，在热力学平衡状态下，物体的面发射率 j'_{ν} 与吸收本领 A_{ν} 之比，也仅是 ν 、 T 的相同函

数, 且

$$J_e/A_e = B_e(T) \quad (7.4-2)$$

热辐射理论中一个具有重要意义的问题是黑体辐射。所谓黑体就是指吸收本领 $A_e = 1$ 的理想吸收体, 因此, 温度为 T 的黑体的面发射率为

$$J_e = B_e(T) \quad (7.4-3)$$

普朗克证明黑体的面发射率或亮度为

$$B_e(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7.4-3)$$

这个事实称为普朗克定律, $B_e(T)$ 为普朗克函数。普朗克函数随辐射频率 ν 和温度 T 的变化见图 7.4-1。

黑体的亮度可以有如下近似:

$$B_e(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT}, \quad \text{当 } h\nu \gg kT, \text{ 维恩定律} \quad (7.4-4)$$

$$B_e(T) = 2\nu^2 kT/c^2, \quad \text{当 } h\nu \ll kT, \text{ 雷利-琼斯定律} \quad (7.4-5)$$

由图 7.4-1 可见, $B_e(T)$ 的极大值随温度升高向短波方向移动, 相应的频率与温度的关系为

$$\nu_M \approx 6 \times 10^{10} T \text{ (赫)}, \quad (7.4-6)$$

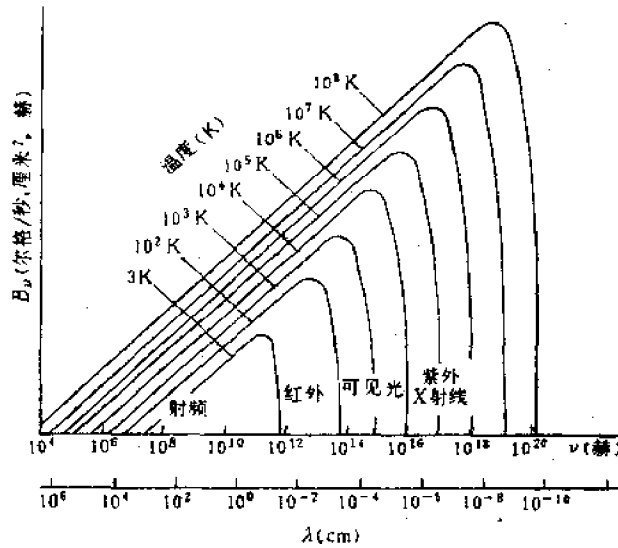


图 7.4-1 黑体辐射的 $B_e(T)$

$$\lambda(\nu_M) = \frac{c}{\nu_M} \approx 0.5/T \text{ (厘米)}. \quad (7.4-7)$$

由 $B_e(T) d\nu = B_\lambda(T) d\lambda$ 得

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (7.4-8)$$

$B_\lambda(T) - \lambda$ 曲线的极点对应的波长 λ_M , 频率 $\nu(\lambda_M)$ 为

$$\lambda_M \approx 0.29/T \text{ (厘米)}, \quad (7.4-9)$$

$$\nu(\lambda_M) = \frac{c}{\lambda_M} \approx 10^{11} T \text{ (赫)}, \quad (7.4-10)$$

(7·4-9) 式通常称为维恩位移定律。

有了 $B_\nu(T)$ 后, 可以求出黑体辐射的有关特征量。全波亮度为

$$B = \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \frac{\sigma}{\pi} T^4, \quad (7\cdot4-11)$$

式中

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5.6697 \times 10^{-5} \text{ 尔格/厘米}^2 \cdot \text{K}^4 \cdot \text{秒}。$$

辐射能密度

$$U_{\nu,0} = \frac{4\pi}{c} \cdot B_\nu(T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (7\cdot4-12)$$

$$U_\nu = 4\sigma T^4/c = aT^4, \quad (7\cdot4-13)$$

式中

$$a = 4\sigma/c。 \quad (7\cdot4-14)$$

辐射压强

$$p = \frac{1}{3} U_\nu = \frac{4}{3c} \sigma T^4。 \quad (7\cdot4-15)$$

前面已经提到, 对于各向同性的辐射, 辐射能流为零, 但是, 如果只考虑平衡辐射体上任意方位的表面向某侧的辐射能流, 则

$$S_{\nu,+} = \pi B_\nu, \quad (7\cdot4-16)$$

$$S_+ = \sigma T^4。 \quad (7\cdot4-17)$$

§ 7·5 辐射迁移方程

一、一般说来, 辐射场中辐射谱强度 I_ν 是时间、空间的函数, 它描述了辐射强度或光子数的变化规律。由光子数或辐射能守恒的普遍原理可以导出 I_ν 所遵循的微分方程——辐射迁移方程, 该方程描述了辐射迁移过程。

现沿着辐射传播的路径考察 I_ν 的变化。令传播方向为 $\bar{\Omega}$, 与其垂直的面元为 $d\sigma$, (参见图7·5-1) 通过线元 ds 两侧的辐射能变化为

$$dI_\nu d\sigma d\Omega d\nu dt;$$

在体元 $dV = d\sigma ds$ 内吸收的能量为

$$\mu_{\nu,0} I_\nu ds d\sigma d\Omega d\nu dt;$$

令体元内总发射率为 j'_ν , 则发射的能量为

$$j'_\nu ds d\sigma d\Omega d\nu dt;$$

显然, 体元内辐射能的变化应等于发射和吸收能量的代数和, 即

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\mu_{\nu,0} I_\nu + j'_\nu, \quad (7\cdot5-1)$$

这就是辐射迁移方程的一般形式。

考虑到 $ds = c dt$, 因此类似于流体力学中的讨论

$$\frac{d}{ds} = \frac{1}{c} \frac{d}{dt} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{Q} \cdot \nabla, \quad (7.5-2)$$

则 (7.5-1) 式写成

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} I_v + \vec{Q} \cdot \nabla I_v = -\mu_{v,0} I_v + j_v, \quad (7.5-3)$$

它是迁移方程在欧拉坐标下的形式。

总发射率 j_v 的表达式与介质有关, 一般说来它应包括自发发射、受激发射、散射和介质的固有发射 (或称发射源) 等项。在以吸收为主的介质内, 我们忽略散射项; 在以散射为主的透明介质内, 可以忽略自发和受激发射项, 这样可以大大简化讨论。

这一章仅讨论以吸收为主的介质。令介质自发发射率为 j_v , 它仅与介质的性质和状态有关, 与空间是否存在辐射无关。令受激发射率与自发发射率之比为 δ , 那么总发射率为 $j_v(1+\delta)$ 。因为受激发射与辐射强度 I_v 成正比, δ 可以写成

$$\delta = \frac{c^2}{2h\nu^3} I_v,$$

所以总发射率为

$$j_v \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_v \right). \quad (7.5-4)$$

在平衡辐射场的条件下, I_v 即为 B_v , 且吸收的能量等于发射的能量, 即

$$j_v \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} B_v \right) = \mu_{v,0} B_v, \quad (7.5-5)$$

这也是基尔霍夫定律的另一种形式, 上式进一步写成

$$\begin{aligned} j_v &= B_v \mu_{v,0} (1 - e^{-h\nu/kT}) \\ &= \mu'_{v,0} B_v, \end{aligned} \quad (7.5-6)$$

式中

$$\mu'_{v,0} = \mu_{v,0} (1 - e^{-h\nu/kT}), \quad (7.5-7)$$

是考虑到受激发射后的吸收系数。

如果不考虑介质的固有发射率, 利用平衡辐射性质 (7.5-6) 式, 则辐射迁移方程可以写成,

$$\begin{aligned} \frac{dI_v}{ds} &= -\mu_{v,0} I_v + j_v (1 + \delta) \\ &= \mu'_{v,0} (B_v - I_v), \end{aligned} \quad (7.5-8)$$

或

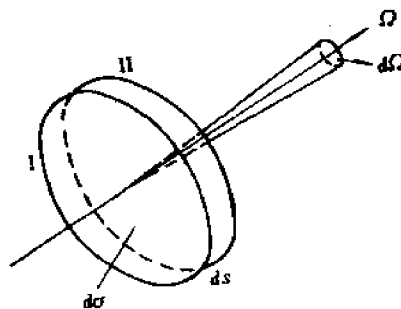


图7.5-1 通过体元的辐射迁移示意图

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} I_v + \vec{\Omega} \cdot \nabla I_v = \mu'_v (B_v - I_v) \quad (7.5-9)$$

辐射迁移方程 (7.5-9) 式描述了非平衡辐射场 $I_v(R, t, \vec{\Omega})$ 的变化过程。出现在该方程的 μ'_v 和平衡辐射率 B_v 是反映物质特征的物理量。虽然这里讨论的是非平衡辐射场, 但只要物质处于定域热力学平衡状态, 即任意时刻, 每一空间点都有确定的温度, 那么, μ'_v 仅与物质的性质、密度、温度等有关, B_v 仅是温度的函数。

二、由于光速是极快的, 光子传播一个自由程的时间 λ_v/c 是极短的, 在这段时间内, 一般物质状态都不会有明显变化。换言之, 在物质状态变化有意义的时间内, I_v 则可认为随时间是不变的。因此, 辐射场的变化可以近似认为是定常的, 即当 $\frac{\lambda_v}{c} \frac{\partial I_v}{\partial t} \ll \lambda_v \vec{\Omega} \cdot \nabla I_v$ 时,

略去 $\frac{1}{c} \frac{\partial I_v}{\partial t}$, 那么迁移方程可以写成定常的形式 (已略去足码 v)

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla I = \mu' (B - I) \quad (7.5-10)$$

在多数辐射与流体力学的耦合问题中, 由于流体状态的变化率比较慢, 上述定常条件总能满足, 采用定常的迁移方程就可以大大简化计算。但是, 应该指出, 对于核爆炸的早期现象, 比如说几微秒以前火球的变化过程, 看来定常条件可能遭到破坏, 需要考虑非定常的情况。

在一维平面的情况下, (7.5-9) 式化为

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} I + \mu \frac{\partial I}{\partial x} = \mu' (B - I) \quad (7.5-11)$$

式中 μ 为辐射传播方向与平面的外法向夹角的余弦, 定常的形式为

$$\mu \frac{d}{dx} I = \mu' (B - I) \quad (7.5-12)$$

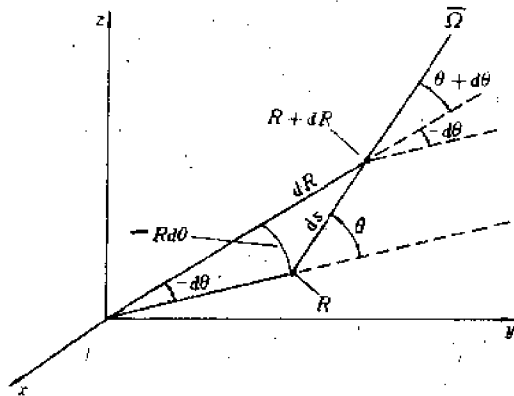


图7.5-2 球对称下坐标约定

在一维球对称的情况下

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_v}{\partial t} + \mu \frac{\partial I_v}{\partial R} + \frac{1 - \mu^2}{R} \frac{\partial I_v}{\partial \mu} = \mu'_v (B_v - I_v) \quad (7.5-13)$$

式中 μ 为辐射传播方向与球径向坐标 R 夹角的余弦, (参见图 7-5-2)。定常条件下

$$\mu \frac{\partial I_r}{\partial R} + \frac{1-\mu^2}{R} \frac{\partial I_r}{\partial \mu} = \mu_r (B_r - I_r), \quad (7-5-14)$$

详细推导可参考文献[2]。

在解上述迁移方程中, 还需给定初始条件和边界条件, 对于定常迁移方程只需后者。初始条件为

$$\text{当 } t=0, \quad I_r(\vec{R}, \vec{\Omega}, 0) = \Lambda_1(\vec{R}, \nu, \vec{\Omega}), \quad (7-5-15)$$

式中 Λ_1 为已知函数。边界条件为: 在求解的凸区域 G 的表面 A 上, 已知由外界进入 G 的辐射谱强度, 即在 $\vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0$ 时, 给定

$$I_r(\vec{R}_s, \vec{\Omega}, t) = \Lambda_2(\vec{R}_s, \nu, \vec{\Omega}, t), \quad \vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0, \quad (7-5-16)$$

其中 \vec{n} 是表面 A 的外法线方向, \vec{R}_s 是 A 上某点的坐标矢量, Λ_2 是已知函数。如果外边界以外为真空, 则

$$I_r(\vec{R}_s, \vec{\Omega}, t) = 0, \quad \vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0, \quad (7-5-17)$$

它的物理意义是指所研究区域的边界以外向该区域的辐射强度为已知函数 Λ_2 , 若为真空则为零。

在一维球对称下, 还需要有内边界条件, 即中心条件

$$R=0, \quad \frac{\partial I_r}{\partial \mu} = 0, \quad (7-5-18)$$

即 I_r 是各向同性的, 与 μ 无关。

§ 7.6 迁移方程的解

对于一维平面问题, 引入光学厚度

$$d\tau_r = \mu_r dx, \quad \tau_r = \int_0^x \mu_r dx, \quad (7-6-1)$$

则迁移方程 (7-5-12) 式写成

$$\mu \frac{dI_r}{d\tau_r} = B_r - I_r, \quad (7-6-2)$$

其通解形式为

$$I_r(\tau_r, \mu) = A e^{-\tau_r/\mu} + e^{-\tau_r/\mu} \int B_r e^{\tau_r'/\mu} d\tau_r'/\mu, \quad (7-6-3)$$

常数 A 由边界条件确定; 若 $\tau_r = \tau_{r0}$ 时, $I_r(\tau_{r0}, \mu) = I_{r0}(\mu)$, 则

$$I_r(\tau_r, \mu) = e^{-(\tau_r - \tau_{r0})/\mu} I_{r0}(\mu) + e^{-\tau_r/\mu} \int_{\tau_{r0}}^{\tau_r} B_r e^{\tau_r'/\mu} d\tau_r'/\mu. \quad (7-6-3')$$

若考虑的是无限大辐射场, 则上式第一项贡献为 0, 对来自左侧空间辐射强度为

$$I_+(\tau, \mu > 0) = \int_{-\infty}^{\tau} \frac{1}{\mu} B_+(T) e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau', \quad (7-6-4)$$

同样，来自右侧的辐射强度为

$$I_-(\tau, \mu < 0) = \int_{\tau}^{\infty} \frac{1}{\mu} B_-(T) e^{-(\tau'-\tau)/|\mu|} d\tau'. \quad (7-6-5)$$

由此可见辐射能的谱密度

$$\begin{aligned} U_\nu &= \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega \\ &= \frac{2\pi}{c} \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu} \left[\int_{-\infty}^{\tau} B_+ e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau' + \int_{\tau}^{\infty} B_- e^{-(\tau'-\tau)/|\mu|} d\tau' \right]. \end{aligned} \quad (7-6-6)$$

引进积分指数函数，定义为

$$E_n(y) = \int_0^{\infty} e^{-y\mu} \frac{d\mu}{\mu^n}, \quad n=1, 2, \dots, \quad (7-6-7)$$

则

$$U_\nu = \frac{2\pi}{c} \left[\int_{-\infty}^{\tau} B_+ E_1(\tau, -\tau') d\tau' + \int_{\tau}^{\infty} B_- E_1(\tau', -\tau) d\tau' \right]. \quad (7-6-8)$$

辐射的谱能流

$$S_\nu = \int \mu I_\nu d\Omega = S_{\nu,+} + S_{\nu,-}, \quad (7-6-9)$$

而 $S_{\nu,+}$ 和 $S_{\nu,-}$ 分别为来自左侧和右侧空间的能流，显然

$$\begin{aligned} S_{\nu,+} &= 2\pi \int_0^1 d\mu \int_{-\infty}^{\tau} B_+ e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau' \\ &= 2\pi \int_{-\infty}^{\tau} B_+ E_2(\tau, -\tau') d\tau', \end{aligned} \quad (7-6-10)$$

[注]

积分指数函数 E_n 有如下常用的性质：

$$\frac{d}{dy} E_n(y) = -E_{n-1}(y). \quad (1)$$

$$\text{当 } y=0, \quad E_n(0) = 1/(n-1). \quad (2)$$

$$\text{当 } y \rightarrow \infty, \quad E_n(y) \rightarrow e^{-y}/y \quad (3)$$

通常还可用指数函数近似来简化积分指数函数，例如

$$E_1(y) \approx abe^{-by}, \quad E_2(y) \approx aye^{-by}, \quad (4)$$

式中 a 、 b 为待定常数，可根据需要选择。

$$\begin{aligned}
 S_{x-} &= -2\pi \int_0^1 d\mu \int_0^{\infty} B_1 e^{-\mu(\tau-\tau')} e^{-\mu\tau'} d\tau', \\
 &= -2\pi \int_0^{\infty} B_1 E_2(\tau', -\tau) d\tau', \quad (7.6-11)
 \end{aligned}$$

由此 S_x 可以写成

$$S_x = 2\pi \left[\int_0^{\infty} B_1 E_2(\tau, -\tau') d\tau' - \int_0^{\infty} B_2 E_2(\tau', -\tau) d\tau' \right]. \quad (7.6-12)$$

(7.6-8) 和 (7.6-12) 式就是无限大辐射场中迁移方程的解。

解(7.6-8)和(7.6-12)式还可以进一步简化。如果某物体的吸收系数或光学厚度与频率无关,则这类物体称灰体。显然,这种近似过于粗略,难以反映高温气体的辐射特点。但是,如果将吸收系数或光学厚度取作某个权重函数对光谱的平均值(见§7.7、§7.9),那么所得结果便能反映高温辐射的特点。在这两种近似下,对 ν 积分后可得全谱辐射能密度和辐射能流

$$U = \frac{2\pi}{c} \left[\int_0^{\infty} B E_1(\tau - \tau') d\tau' + \int_0^{\infty} B E_1(\tau' - \tau) d\tau' \right], \quad (7.6-13)$$

$$= \frac{2\sigma}{c} \left[\int_0^{\infty} T^4(\tau') E_1(\tau - \tau') d\tau' + \int_0^{\infty} T^4(\tau') E_1(\tau' - \tau) d\tau' \right], \quad (7.6-14)$$

$$S = 2\sigma \left[\int_0^{\infty} T^4(\tau') E_2(\tau - \tau') d\tau' - \int_0^{\infty} T^4(\tau') E_2(\tau' - \tau) d\tau' \right]. \quad (7.6-15)$$

在辐射平衡条件下, $U = aT^4$, 则(7.6-14)式乃是求 $T(\tau)$ 的积分方程。利用 $E_n(y)$ 的指数近似,即注中(4)式并将 a 取1, b 取2, 则

$$U = \frac{4\sigma}{c} \left[\int_0^{\infty} T^4 e^{-2(\tau-\tau')} d\tau' + \int_0^{\infty} T^4 e^{-2(\tau'-\tau)} d\tau' \right], \quad (7.6-16)$$

$$S = 2\sigma \left[\int_0^{\infty} T^4 e^{-2(\tau-\tau')} d\tau' - \int_0^{\infty} T^4 e^{-2(\tau'-\tau)} d\tau' \right]. \quad (7.6-17)$$

(7.6-16)和(7.6-17)式是对灰体的迁移方程的向后至向前近似解。这个近似是将辐射强度按传播方向分为两群,向前传播的即 μ 从1到0(θ 从 0° 到 $\pi/2$)分为一群,而向相反方向,即 μ 从0到-1的(θ 从 $\pi/2$ 到 π)分为向后的一群。这两群辐射强度分别满足迁移方程,此后可以将方程对所对应的半空间求平均,使得方程中出现的方向余弦平均值分别为 $\pm 1/2$,这样线性化后的迁移方程便可以直接求解,由此便可以得到上面的结果。

下面利用上述结果讨论几个特例。

例1. 假定物质占有 $x > 0$ 的半无限空间,且温度为常数,那么 $x = 0$ 的表面处的辐射强度为

$$I_{\nu} = \int_0^{\infty} \frac{1}{\mu} B_{\nu}(T) e^{-\tau'_{\nu,0}/\mu} d\tau'_{\nu} = B_{\nu}(T), \quad (7.6-18)$$

这就是说半无限辐射体的辐射与黑体辐射相同。

例2. 考虑常温有限厚度 d 的平面层的辐射, 对于 $\mu > 0$, $x = d$ 的面附近的辐射强度为

$$\begin{aligned} I_{\nu}(\mu, T) &= \int_0^{\tau'_{\nu,0}/\mu} \frac{B_{\nu}(T)}{\mu} e^{-(\tau'_{\nu,0}-\tau')/\mu} d\tau', \\ &= B_{\nu}(T) (1 - e^{-\tau'_{\nu,0}/\mu \cos\theta}), \end{aligned} \quad (7.6-19)$$

式中 θ 为辐射传播方向与平面层法线的夹角,

$$\tau'_{\nu,0} = \int_0^d \mu'_{\nu} dx.$$

由此可见

$$\text{当 } \tau'_{\nu,0} \rightarrow \infty, \text{ 或 } \cos\theta \rightarrow 0, \text{ 即 } \theta \rightarrow \pi/2, I_{\nu} = B_{\nu}(T) \quad (7.6-20)$$

和前面讨论的例1相同, 也就是说在表面附近切线方向上的辐射强度与黑体辐射强度 $B_{\nu}(T)$ 相近;

当 $\tau'_{\nu,0}/\cos\theta \ll 1$,

$$I_{\nu} = B_{\nu}(T) \frac{\tau'_{\nu,0}}{\cos\theta}. \quad (7.6-21)$$

显然, $I_{\nu} \ll B_{\nu}(T)$ 。可见, 厚度为 d 的辐射体, 沿表面法线方向是光学薄的, 而沿表面近切线方向, 则为光学厚的。这一点是不难理解的, 在沿近切线方向上, 从深处发出的光子在传播过程中被吸收, 而只有表面薄层中的光子才能辐射出来, 即光学厚的物质具有表面辐射的性质。在沿法线方向上, d 层中光子几乎都可以达到表面, 受到的吸收较小, 因此光学薄的物质却具有体积辐射的性质。

辐射的谱能流或表面亮度为

$$\begin{aligned} S_{\nu} &= 2\pi \int_0^{\tau'_{\nu,0}} B_{\nu}(T) E_2(\tau'_{\nu,0} - \tau') d\tau', \\ &= \pi B_{\nu}(T) [1 - 2E_3(\tau'_{\nu,0})]. \end{aligned} \quad (7.6-22)$$

对于光学厚,

$$\tau'_{\nu,0} \rightarrow \infty, E_3(\tau'_{\nu,0}) \rightarrow 0 \quad (7.6-23)$$

与黑体的 $S_{\nu} = \pi B_{\nu}(T)$ 亮度相同。可见, 对于一个有限厚度且为常温的物体, 它的表面亮度总是小于同温度黑体的亮度, 极限情况下相同。

对于光学薄,

$$\tau'_{\nu,0} \ll 1, E_2(\tau'_{\nu,0}) \simeq 1, E_3(\tau'_{\nu,0}) \simeq \frac{1}{2} - \tau'_{\nu,0},$$

则

$$S_{\nu} = 2\pi B_{\nu} \tau'_{\nu,0}, \quad (7.6-24)$$

亮度小于同温度黑体的亮度。

§ 7.7 扩散近似和发射近似

辐射迁移方程中 I_ν 不仅是时、空坐标的函数，而且与频率 ν 和传播方向 $\vec{\Omega}$ 有关，即使是在定常一维平面几何的条件下，也只有一些简单情况才有解析解。在确定的几何条件下，辐射迁移方程只能求近似解，近似的途径是从 $\vec{\Omega}$ 和 ν 两个方面着手。前面简单介绍的向前一向后近似，就是从方向上简单分成两群来求近似解。这里讨论的扩散近似，也是把各向异性的辐射场近似为准各向同性的场，即 I_ν 弱有赖于 $\vec{\Omega}$ ，从而把问题简化。从 μ'_ν 与 ν 的关系来看，即使对于简单的物质，比如说单一分子的气体也是十分复杂的，而且不同频率的性质各异，因此也需要按不同频段做分群处理。有关这些处理的数学讨论和用数值计算方法求解迁移方程可参阅文献[3]。

一、现在讨论扩散近似的方程和边界条件。将方程 (7.5-11) 式对 $d\Omega$ 积分，再利用辐射能密度和能流的定义 (7.2-4) 和 (7.2-8) 式，则辐射迁移方程可以改写成

$$\frac{\partial U_\nu}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{S}_\nu = c\mu'_\nu \left(\frac{4\pi B_\nu}{c} - U_\nu \right) \quad (7.7-1)$$

为迁移方程的零级矩方程，它表述了辐射场的能量守恒定律，其优点是不显含辐射的角分布。如果能建立 \vec{S}_ν 和 U_ν 的关系，那么汇同上式就可构成封闭方程组。在辐射场是弱各向异性的条件下，可以将 $I_\nu(\vec{\Omega})$ 按球谐函数展开，取 $P-1$ 近似，即

$$I_\nu(\vec{R}, t, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} I_{0,\nu}(\vec{R}, t) + \frac{3}{4\pi} \vec{\Omega} \cdot \vec{I}_{1,\nu}(\vec{R}, t), \quad (7.7-2)$$

式中 $I_{0,\nu}$ 、 $\vec{I}_{1,\nu}$ 与 $\vec{\Omega}$ 无关。将上式分别对 $d\Omega$ 及 $\vec{\Omega} d\Omega$ 积分，得

$$\left. \begin{aligned} I_{0,\nu} &= \int I_\nu d\Omega = cU_\nu \\ \vec{I}_{1,\nu} &= \int I_\nu \vec{\Omega} d\Omega = \vec{S}_\nu \end{aligned} \right\} \quad (7.7-3)$$

将 I_ν 的展开式 (7.7-2) 代入迁移方程 (7.5-9) 式，乘上 $\vec{\Omega}$ 并对 $d\Omega$ 积分，略去高阶小量项，

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{I}_{1,\nu}}{\partial t} + \frac{1}{3} \nabla I_{0,\nu} = -\mu'_\nu \vec{I}_{1,\nu} \quad (7.7-4)$$

或

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{S}_\nu}{\partial t} + \frac{c}{3} \nabla U_\nu = -\mu'_\nu \vec{S}_\nu \quad (7.7-5)$$

这就是所需要的 \vec{S}_ν 与 U_ν 的关系。(7.7-1) 和 (7.7-5) 式是扩散近似方程组。

在定常条件下，(7.7-1) 式为

$$\nabla \cdot \vec{S}_\nu = c\mu'_\nu \left(\frac{4\pi B_\nu}{c} - U_\nu \right), \quad (7.7-6)$$

(7-7-5) 式为

$$\vec{S}_v = -\frac{c}{3\mu'} \nabla U_v = -\frac{\lambda' c}{3} \nabla U_v = -D_v \nabla U_v, \quad (7-7-7)$$

式中 $\lambda' = 1/\mu'$ 为辐射自由程, 辐射扩散系数 D_v 为

$$D_v = \lambda' c / 3, \quad (7-7-8)$$

它与粒子扩散所遵循的扩散方程具有完全相同的形式, 扩散系数亦有相同的形式, 只是粒子平均速率换成了光速, 碰撞自由程换成了辐射自由程。其物理意义也是相近的, 也就是说辐射在光学厚(不透明)介质中的迁移是以不规则的小跳跃行进的, 这些跃距的平均值就是辐射平均自由程, 因此辐射能量迁移和扩散迁移运动很相似。如果把辐射迁移中的光子看成分子迁移运动中的分子, 那么这个相似就更明显。一般说来, 辐射扩散的物理图象和数学处理只有在光学厚的介质中才适用。

当介质存在与真空交界的界面时, 在界面附近, 由于真空不发射辐射, 辐射场的各向异性比较突出, 因此扩散近似不再成立。但是可以认定在边界上某点向真空的辐射仍是各向同性的, 即以该点为圆心在真空那边半球内辐射的角分布是均匀的。反之, 在介质这边半球内向介质的辐射为零。

将 (7-7-3) 式代入 (7-7-2) 式, 得

$$I_v(\vec{R}, t, \vec{\Omega}) = \frac{cU_v}{4\pi} \left[1 + \frac{3\vec{\Omega} \cdot \vec{S}_v}{cU_v} \right], \quad (7-7-9)$$

将上式应用于讨论真空边界, \vec{S}_v 指向边界的外法线方向, $\vec{\Omega}$ 与外法线夹角为 θ , 则有

$$I_v = \frac{cU_v}{4\pi} \left[1 + \frac{3S_v \cos\theta}{cU_v} \right]. \quad (7-7-10)$$

由此可求得

$$S_{v+} = \frac{cU_v}{4} + \frac{S_v}{2}, \quad (7-7-11)$$

$$S_{v-} = -\frac{cU_v}{4} + \frac{S_v}{2}. \quad (7-7-12)$$

因为在真空边界上, $S_{v-} = 0$, 因此辐射能流和辐射能密度的关系为

$$S_v = S_{v+} = cU_v / 2, \quad (7-7-13)$$

虽然辐射强度在界面上的角分布与 (7-7-9) 或 (7-7-10) 式不同。但在边界上有 $S_{v-} = 0$ 及 (7-7-13) 式, 因此 (7-7-13) 式可作为扩散方程的真空边界条件。

二、现在用扩散近似来讨论一维平面问题。如果仅考虑灰体, 或者说成将扩散方程组对光谱求平均, 则 (7-7-6) 和 (7-7-7) 式可以写成

$$\frac{dS}{dx} = c\mu' \left(\frac{4\pi B}{c} - U \right), \quad (7-7-14)$$

$$S = -\frac{\lambda' c}{3} \frac{dU}{dx}, \quad (7-7-15)$$

式中 μ' 为平均吸收系数。和前面一样, 引进光厚, 即 $d\tau = \mu' dx$, 那么

$$\frac{dS}{d\tau} = c \left(\frac{4\pi B}{c} - U \right), \quad (7-7-16)$$

$$S = -\frac{c}{3} dU/d\tau. \quad (7-7-17)$$

若 $x=0$ 为介质与真空的界面, 且界面的温度为 T_0 , 由边界条件 (7-7-13) 式可知

$$S = cU/2, \quad x=0. \quad (7-7-18)$$

如果辐射是平衡的, 即 $S = \text{常数}$, 则 $U = \frac{4\pi B}{c} = \frac{4\sigma T^4}{c}$,

因此在边界上,

$$S = 2\sigma T_0^4, \quad \text{当 } x=0, \quad (7-7-19)$$

在体内,

$$S = -\frac{4\sigma}{3} \frac{dT^4}{d\tau}. \quad (7-7-20)$$

由此可得

$$T^4 = T_0^4 \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right). \quad (7-7-21)$$

它表明介质内温度随光学厚度的分布。

三、扩散近似是在光学厚的条件下, 或者说 I_{ν} 和平衡辐射强度 $B_{\nu}(T)$ 相近, 即 $I_{\nu} \approx B_{\nu}(T)$ 下成立。存在着相反的情形, 当 $B_{\nu}(T) \gg I_{\nu}$, 即在发射为主的条件下, 则 (7-7-6) 式可以近似成

$$\nabla \cdot \vec{S}_{\nu} = 4\pi\mu'_{\nu} B_{\nu}. \quad (7-7-22)$$

对 ν 积分, 可得

$$\nabla \cdot \vec{S} = 4\lambda_p^{-1} \sigma T^4, \quad (7-7-23)$$

式中 λ_p 为普朗克平均自由程, 它定义为

$$\begin{aligned} \lambda_p^{-1} &= \int \mu'_{\nu} B_{\nu} d\nu / \int B_{\nu} d\nu \\ &= \int \mu'_{\nu} G'_{\nu}(x) dx \end{aligned} \quad (7-7-24)$$

$$= \int \mu_{\nu} G_{\nu}(x) dx, \quad (7-7-25)$$

式中

$$G'_{\nu}(x) = \frac{15}{\pi^4} \frac{x^3 e^{-x}}{1 - e^{-x}}, \quad G_{\nu}(x) = \frac{15}{\pi^4} e^{-x} x^3, \quad x = h\nu/kT \quad (7-7-26)$$

称为权重函数。

$B_{\nu}(T) \gg I_{\nu}$ 的近似, 意指物质的自发射为主, 而吸收和受激发射都可以忽略, 所以这个近似又称为发射近似。这种近似下的物质一定是光学薄的, 即 $\tau \ll 1$, 和 § 7.6 中例 2 讨论相似。由 (7.7-23) 式给出的 $\nabla \cdot S$ 就是物质单位体积的能量损失率。

§ 7.8 有效温度

对于一个非平衡的热辐射体来说, 例如核爆炸火球, 引进有效温度或称亮度温度 T_e , 对于描述辐射体的热辐射特征是很有意义的。当辐射体发射出与黑体有相同的谱强度, 或辐射的谱能流时, 那么黑体的温度即为该辐射体的有效温度。显然, 物体的有效温度并不等于它的表面温度。按照定义

$$S = \sigma T_e^4, \quad (7.8-1)$$

在 § 7.7 中所讨论的一维平面问题中, 边界上 $S = 2\sigma T_s^4$, 因此有效温度与表面温度的关系为

$$T_e \approx 1.2 T_s, \quad (7.8-2)$$

这个式子的物理意义是说, 从表面发出的辐射主要来自大约为一个自由程厚度的辐射层, 而温度高于 T_s 的更深层的辐射多被物体表面层所吸收, 发射不出去。

有了有效温度后, 就可以利用黑体辐射的有关公式讨论辐射体的热辐射性质。

但是, 不能从全谱有效温度推断辐射的谱分布, 反之, 如果知道了辐射的谱分布, 不难求出有效温度。即

$$\sigma T_e^4 = \int_0^\infty S_{\nu} d\nu, \quad (7.8-3)$$

若辐射强度在界面上有如 § (7.7-1) 所描述的角分布, 则

$$\frac{\sigma T_e^4}{\pi} = \int_0^\infty I_{\nu} d\nu. \quad (7.8-4)$$

单色有效温度或亮温在反映辐射谱分布方面是有意义的。所谓单色是指某个窄频段 $\nu_2 - \nu_1 = \Delta\nu$ 范围内, T_e 可由下式定义

$$\begin{aligned} I_{\nu, \Delta\nu} &= B_{\nu}(T_{e, \nu}) \Delta\nu \\ &= 2h\nu^3 \Delta\nu / c^2 (e^{h\nu/kT_{e, \nu}} - 1), \end{aligned} \quad (7.8-5)$$

式中 I_{ν} 是辐射体的辐射强度。

不难看出, 如果不同频段的有效温度都相等, 必然也等于全谱有效温度。那么这个辐射体的辐射与黑体辐射完全相当, 而且其谱分布可由普朗克函数给出。反之, 不同频段的有效温度和全谱有效温度不尽相等的话, 那么其光谱就不再是黑体辐射光谱。各个单色有效温度的差异主要是由于不同频段吸收系数不同所引起的。如果考察一个平面辐射体, 其单色有效温度不等, 例如 $T_{e, 3} > T_{e, 2} > T_{e, 1}$, 这说明由于 $\mu'_{\nu, 1} > \mu'_{\nu, 2} > \mu'_{\nu, 3}$, 辐射来自的深度不同。或者说, 吸收系数愈小, 发射出辐射的深度愈深, 温度愈高, 反之, 愈接近于表面辐射。

对于有限厚度的平面辐射体, 其表面亮度 (7.6-22) 式可以改写为

$$S_{\nu} = 2\pi \int_0^{\tau_{\nu}} B_{\nu}(T) E_2(\tau_{\nu}') d\tau_{\nu}', \quad (7.8-6)$$

则单色有效温度还可以利用 (7.4-16) 式定义为

$$\frac{1}{e^{h\nu/kT_e} - 1} = 2 \int_0^{\tau_e} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} E_2(\tau_e) d\tau_e. \quad (7.8-7)$$

§ 7.9 辐射热传导近似, 热波

一、为了进一步化简扩散方程 (7.7-7) 式, 除了假设介质本身为定域热力学平衡外, 还需要进一步假定辐射与介质之间也是定域平衡的。虽然介质各点的温度不同, 但是, 如果一个自由程内相对温差很小, 即 $\lambda | \nabla T | / T \ll 1$, 那么空间任一点的辐射强度可以近似看成该点的平衡辐射强度, 换言之, 就空间任一点来说, 辐射是平衡的。在这个定域辐射平衡的假定下, U_r 就可以用 $U_{r,0}$ 来代替, 辐射扩散方程就进一步简化为辐射热传导方程。

将 (7.7-7) 式中 U_r 换为 $U_{r,0}$, 则

$$\vec{S}_v = -\frac{c}{3\mu_v} \nabla U_v = -\frac{4\pi}{3\mu_v} \nabla B_v(T), \quad (7.9-1)$$

对 v 积分后

$$\vec{S} = -\frac{c\lambda_R}{3} \nabla(aT^4), \quad (7.9-2)$$

式中 λ_R 为罗西兰自由程, 它定义为

$$\lambda_R = \int_0^{\infty} \frac{1}{\mu_v} \frac{dB_v}{dT} dv / \int_0^{\infty} \frac{dB_v}{dT} dv. \quad (7.9-3)$$

将普朗克函数 (7.4-3) 式和 (7.5-7) 式代入后, λ_R 可以写成

$$\lambda_R = \int_0^{\infty} \frac{w'(x)}{\mu_v} dx = \int_0^{\infty} \frac{w(x)}{\mu_{v,0}} dx, \quad (7.9-4)$$

式中

$$x = h\nu/kT, \quad w'(x) = \frac{15}{4\pi^4} \frac{x^4 e^{-x}}{(1 - e^{-x})^2},$$

$$w(x) = \frac{15}{4\pi^4} \frac{x^4 e^{-x}}{(1 - e^{-x})^3}, \quad (7.9-5)$$

$w(x)$ 称为权重函数。有关 λ_R 的计算和 $w(x)$ 的特点见本章附录, 这里仅指出 $w(x)$ 在 $x \approx 4$, 即 $h\nu \approx 4kT$ 为最大, 表明在辐射热传导中起主要作用的是能量比 kT 大几倍的光子。

一般说来, λ_R 可以写成如下形式

$$\lambda_R = l_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^m T^n, \quad (7.9-6)$$

式中 ρ_0 为介质在标准状态下的密度, ρ 为其它状态下的密度, m , a_1 及 l_0 为有赖于介质性质的常数。

如果不涉及介质的运动, 考虑到辐射能流 \vec{S} , 则介质的能量方程应为

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{S} \quad (7.9-7)$$

严格说, e 应为介质和辐射场的比内能之和, 在温度不是太高的条件下, 即

$$\rho e \gg aT^4, \quad (7.9-8)$$

e 即为介质的比内能, 一般可以写成

$$e = e_0 T^{a_2}, \quad (7.9-9)$$

式中 e_0 、 a_2 为有赖介质性质的常数。

将 (7.9-2)、(7.9-6) 和 (7.9-8) 式代入 (7.9-7) 式, 便得辐射热传导方程

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} = \nabla \cdot \left(\frac{c\lambda_R}{3} \nabla aT^4 \right), \quad (7.9-10)$$

即

$$\frac{\partial T^{a_2}}{\partial t} = b' \nabla \cdot (T^n \nabla T^4), \quad (7.9-11)$$

式中

$$b' = \frac{l_0 c a}{3 \rho_0 e_0} (\rho / \rho_0)^{a_2 - 1}. \quad (7.9-12)$$

其中假定了介质密度 ρ 为常数。

为了简化讨论, 不妨令 $a_2 = 1$, $\rho = \rho_0$ 。在一维平面和球面的坐标下, 辐射热传导方程可以化为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = b \frac{\partial}{\partial x} \left(T^n \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad \text{一维平面}, \quad (7.9-13)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{b}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 T^n \frac{\partial T}{\partial R} \right), \quad \text{一维球面}, \quad (7.9-14)$$

式中

$$b = \frac{4 l_0 c a}{3 \rho_0 e_0}, n = m + 3. \quad (7.9-15)$$

上式为非线性热传导方程, 因为 $n > 1$, 它给能量迁移带来一些新的特点, 即以辐射波 (或称热波) 的形式迁移能量。

二、对于线性热传导方程, 即 (7.9-13) 式中 $n = 0$, 在一维平面条件下, 不同时刻, 温度随距离变化遵循高斯分布, 其特点是 T 为 R 的缓慢变化函数。然而, 非线性热传导方程解的性质却不同, 温度随距离的分布如图 7.9-1 所示, 类似于间断面, 存在着陡峭的阵面。在阵面处, 温度梯度有间断, 且阵面以一定速度向外传播。这个传播的温度 (或者能量) 阵面就是辐射波, 它是热传导方程的非线性, 即 $n > 0$ 所引起的, 因此在光

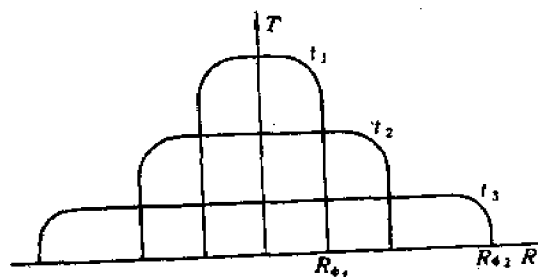


图7.9-1 辐射波温度分布示意图

学厚的定域平衡的介质中，辐射能量是以辐射波的形式向外输出。

为了讨论辐射波的特点，这里侧重讨论 $t=0$ 的瞬时释放能量为 E 的点源所产生的辐射波。描述点源的辐射热传导方程 (7.9-14) 式满足自模拟条件，因为 b 的量纲为厘米²/秒即 L^2T^{-1} ， E 的量纲为 ML^2T^{-2} ，它们和 R 、 t 可以组成无量纲参量。为了方便起见，通常引入

$$W = E/\rho c_v,$$

式中 c_v 为定容比热， W 的量纲为度·厘米³，那么无量纲参量可以写成

$$\xi = R/(bw^n t)^{1/(3n+2)}. \quad (7.9-16)$$

令

$$T = \left(\frac{W^2}{b^2 t^3} \right)^{1/(3n+2)} f(\xi), \quad (7.9-17)$$

那么偏微分方程 (7.9-14) 可以化为常微分方程

$$(3n+2) \frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 f' \frac{df}{d\xi} \right) + \xi \frac{df}{d\xi} + 3f = 0, \quad (7.9-18)$$

这个方程的解为

$$f(\xi) = \left[\frac{n}{2(3n+2)} \right]^{1/n} (\xi_0^n - \xi^2)^{1/n}, \quad \begin{cases} \xi < \xi_0 \\ \xi > \xi_0 \end{cases} \\ = 0, \quad (7.9-19)$$

式中 ξ_0 为积分常数。

令 $\xi = \xi_0$ ，由 (7.9-16) 式即可求得辐射波阵面的位置为

$$R_* = \xi_0 (bw^n t)^{1/(3n+2)}, \quad (7.9-20)$$

此即辐射波的走时关系。辐射波的速度为

$$D_* = \dot{R}_* = \frac{\xi_0}{3n+2} (bw^n)^{1/(3n+2)} t^{-\frac{3n+1}{3n+2}}. \quad (7.9-21)$$

将 (7.9-20)、(7.9-16) 式代入 (7.9-19) 式，可求得辐射波内温度分布。

$$T = \bar{T} \left[1 - \left(\frac{R}{R_*} \right)^2 \right]^{1/n}, \quad (7.9-22)$$

式中 \bar{T} 为波阵面温度

$$\bar{T} = \frac{4\pi}{3} \xi_0^n \left[\frac{n\xi_0^2}{2(3n+2)} \right]^{1/n} \bar{T}, \quad (7.9-23)$$

$$\bar{T} = E / \frac{4\pi}{3} R_*^3 \rho c_v, \quad (7.9-24)$$

\bar{T} 的意义为辐射波内的平均温度。

同样可以求得能流为

$$S = S_0 \left[1 - \left(\frac{R}{R_*} \right)^2 \right]^{1/n} R, \quad (7.9-25)$$

式中

$$S_0 = \frac{8}{3\pi} I_0 a T_0^{n+1} \frac{c}{R_0^2} \quad (7.9-26)$$

常数 ξ_0 可由辐射波阵面内所包含的能量等于 E 的关系定出, 即

$$\text{或} \quad \int_0^{x_0} \rho c_V T 4\pi R^2 dR = E, \quad (7.9-27)$$

$$\int_0^{x_0} T 4\pi R^2 dR = E/\rho c_V = W, \quad (7.9-28)$$

求得

$$\xi_0 = \left\{ \left[\frac{2(3n+2)}{n} \right]^{1/n} \left(\frac{\Gamma\left(\frac{1}{n} + \frac{5}{2}\right)}{2\pi\Gamma(3/2)\Gamma\left(\frac{1}{n} + 1\right)} \right) \right\}^{n/(n+1)}, \quad (7.9-29)$$

式中 $\Gamma(x)$ 为 Γ 函数。

辐射波阵面的 T 、 S 分布如图 7.9-2 所示。由图可见, 辐射波确实存在温度梯度的间断, 在阵面上 S 为最大, 而后很快衰减到零。 S 的散度在波后相当宽的区域为常数, 只在波阵面的窄区域内为正值, 它就是热波向外能量的输出率, 用于对波外介质加热。整个后区的平均温度 \bar{T} 和波阵面温度 T_0 逐渐随辐射波向外传播而下降, 随时间 t 的下降规律为 (7.9-24) 式, 即

$$T_0 \sim \bar{T} \sim t^{-2/(n+1)} \quad (7.9-30)$$

为了有一个量的概念, 取 $m=3$, $n=6$, 则

$$R_0 = R_{00} E^{2/10} t^{1/20}, \quad (7.9-31)$$

$$D_0 = D_{00} E^{2/10} t^{-13/20}, \quad (7.9-32)$$

$$\bar{T} = \bar{T}_0 E^{1/10} t^{-2/20}, \quad (7.9-33)$$

式中 R_{00} , D_{00} , \bar{T}_0 为常数, 由 I_0 、 ε_0 、 ρ_0 等常数决定。

三、在分子扩散的问题中, 分子扩散的平均距离和时间 t 满足爱因斯坦关系:

$$\bar{R}^2 = 2Dt, \quad (7.9-34)$$

式中扩散系数 $D = \frac{\lambda \bar{V}}{3}$ 。对于辐射扩散或者辐射热传导, 上

式仍然适用, 但扩散系数需换为 $D = 4c\lambda_R a T^3/3$ 。(7.9-34)

式可以用来求得辐射波的走时关系, 例如对于瞬时释放能量一维平面辐射波, 阵面 x_0 应满足

$$x_0^2 \sim \lambda_R T^3 t \sim T^n t, \quad n = m + 3, \quad (7.9-35)$$

被辐射波加热区的温度随加热区增加而下降, 故

$$T \sim 1/x_0 \quad (7.9-36)$$

由此可以给出平面辐射波的走时及温度随时间下降规律:

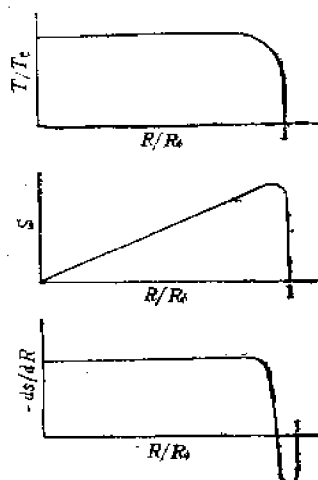


图 7.9-2 辐射波内 T 、 S 、 $-\nabla S$ 的分布示意图

$$x_s \sim t^{1/(n+2)}, \quad T \sim t^{-1/(n+2)} \quad (7.9-37)$$

就一维平面非线性热传导问题来说, $x=0$ 的边界上释放能量的方式决定着辐射向外传播的形式, 是辐射波还是通常的热流。有的开始以辐射波形式向外传播, 当时间足够长后便转化为通常的热流。除了前述瞬时释放能量的情况外, 还有下列四种情况:

1. $x=0$ 表面上温度为常数 T_0 , 辐射波走时为

$$x_s \sim (T_0^* t)^{1/2}, \quad (7.9-38)$$

辐射波内温度分布为

$$T \sim (1 - x^2/x_s^2)^{1/n}, \quad (7.9-39)$$

当 $t \rightarrow \infty$ 时, 辐射波转化为热流, 即温度梯度的锋面消失。

2. $x=0$, 温度随时间作指数增长, 即

$$T = T_0 e^{\alpha t}, \quad x = 0,$$

辐射波走时为

$$x_s \sim (T_0 e^{2\alpha t})^{n/2}, \quad (7.9-40)$$

温度分布为

$$T = T_0 e^{\alpha t} \left(1 - \frac{x^2}{x_s^2} \right)^{1/n}, \quad (7.9-41)$$

当 $n=1$ 时, 不会出现辐射波。

3. $x=0$, 能流 S 为常数 S_0 , 辐射波走时为

$$x_s \sim S_0^{\frac{n}{n+2}} t^{\frac{n+1}{n+2}}, \quad (7.9-42)$$

温度随时间的下降为

$$T \sim t^{-1/(n+2)} \quad (7.9-43)$$

4. $x=0$, 能流随时间作指数增长, 则

$$S = S_0 e^{\alpha t},$$

辐射波走时为

$$x_s \sim e^{\alpha t / (n+2)}, \quad (7.9-44)$$

温度随时间变化为

$$T \sim e^{\alpha t / (n+1)(n+2)}, \quad (7.9-45)$$

当 $n > 0.366$ 时, 保持为辐射波。

其它边界条件的结果, 这里不再一一列举。

四、上述点源辐射波可以用来近似描述核爆炸火球发展早期的某个阶段, 也可以用来近似描述多路激光打球靶所引起的爆炸火球的早期发展阶段^[1]。但是由于定域平衡的假定和光学厚的要求, 使得上述平衡条件下的辐射波理论有很大的局限性。显然, 在自由程大于介质的线度的情况下, 上述辐射波理论就不再适用, 而且当温度足够高时, 会出现辐射波传播速度大于光速的谬误, 这是将非平衡辐射的谱强度 I_ν 代之以平衡辐射强度 B_ν 的不合理所带来的。因此, 只有用非平衡扩散理论才有可能讨论光学薄介质中辐射迁移问题, 这里不拟再作深入讨论。

§ 7.10 辐射流体力学方程组

前面所讨论的辐射迁移中，介质是静止的。在核爆炸早期现象的研究中，因为流体的粒子运动速度很大，辐射的作用很强，流体和辐射的相互耦合作用就不能再忽略，必须用辐射流体力学的理论进行研究。

本节不准备严格推导辐射流体力学方程组，只是用类比的方法给出。在不能忽略辐射场作用的情况下，系统的比内能应为流体的比内能 ϵ_m 和辐射场的比内能 U/ρ 之和，同样，系统的压强亦为流体的压强 p_m 和辐射压强 p_r 之和，再一般考虑到能流 \vec{J} 为热传导能流 \vec{J}_c 和辐射能流 \vec{S} 之矢量和，即

$$e = \epsilon_m + U/\rho, \quad (7.10-1)$$

$$p = p_m + p_r, \quad (7.10-2)$$

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{S}, \quad (7.10-3)$$

根据以上代换，再考虑到辐射不存在静止质量，那么第二章欧拉坐标下的流体力学方程组便可以写成

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (7.10-4)$$

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla(p_m + p_r), \quad (7.10-5)$$

$$\rho \frac{d}{dt} (\epsilon_m + U/\rho) = -(p_m + p_r) \nabla \cdot \vec{u} - \nabla \cdot (\vec{J}_c + \vec{S}), \quad (7.10-6)$$

由于一般仅关心辐射对流体的影响，因此可以忽略流体自身的粘滞性和热传导，那么能量守恒方程中仅保留辐射能流项，即

$$\rho \frac{d}{dt} (\epsilon_m + U/\rho) = -(p_m + p_r) \nabla \cdot \vec{u} - \nabla \cdot \vec{S}, \quad (7.10-7)$$

方程中出现的 U 、 p_r 、 \vec{S} 由辐射迁移方程给定，即由(7.2-6)、(7.2-9)和(7.2-13)式给定，这些式子中的 I 通过求解迁移方程给出。(7.2-13)式给定的是辐射压强张量，而只有在各向同性的条件下才能退化为标量，即(7.2-19)式。因此(7.10-5)和(7.10-6)式的方程组只能在辐射是准各向同性的假定下才能成立。

为了进一步简化上述辐射流体力学方程组，仿照辐射热传导近似，假定研究的对象为定域平衡，则 U 、 p_r 都可以用平衡辐射的结果，且能流 \vec{S} 可以用(7.9-2)式，那么辐射流体力学方程组在辐射热传导近似下为

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (7.10-8)$$

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla \left(p_m + \frac{aT^4}{3} \right), \quad (7.10-9)$$

$$\rho \frac{d}{dt} (e_m + aT^4/\rho) = - \left(p_m + \frac{aT^4}{3} \right) \nabla \cdot \vec{u} - \nabla \cdot \vec{S}, \quad (7.10-10)$$

$$\vec{S} = - \frac{c\lambda_2}{3} \nabla (aT^4). \quad (7.10-11)$$

类似的方程组在 § 3.3 中已经提到, 所不同的是那里忽略了辐射能密度和压强。

§ 7.11 热辐射激波

带有热辐射的气体激波的性质, 或者说热辐射所造成的激波结构的研究, 对于了解核爆炸早期的某些光学现象有重要意义。这方面定性和半定量讨论比较全面的文献有[1]或[5]。对于辐射能流采用不同近似以求得不同强度下激波结构, 可参看文献[2,5,6]。

一、这里所讨论的辐射激波结构的问题中, 依据仍然是辐射流体力学方程组 (7.10-4) 到 (7.10-7) 式。前面已经提到, 气体的粘滞性和热传导都会使得激波有过渡层, 但是在辐射激波的研究中可以忽略它们。事实上, 例如在常密度的空气中, 当温度在 $(10^4 - 10^5)$ K 以上时, 对应的主要光子能量是 $(10 - 100)$ 电子伏, 其自由程量级在 $(10^{-2} - 10^{-1})$ 厘米, 气体粒子的碰撞自由程量级为 10^{-5} 厘米, 比光子的自由程小得多, 因此对激波阵面的展宽主要来自辐射。如果仅考虑温度在 10^4 K 以上的激波结构, 忽略非辐射的弛豫过程, 是不会带来什么影响的。

仍然以常密度下空气为例, 当 $T \approx 2.7 \times 10^6$ K 时, 介质的比内能和压强同平衡辐射场的比内能和压强同量级, 因此当 $T > 10^6$ K, 辐射流体力学方程组中必须考虑辐射的比内能和压强。但是如果仅注意 $T < 10^6$ K 的现象的话, 辐射场的比内能和压强比物质的比内能和压强小得多, 例如 $T = 3 \times 10^5$ K 时, 对于常密度空气

$$\rho e_m / U \approx 10^3, \quad p_m / p_r \approx 2 \times 10^3,$$

在下面的讨论中我们忽略辐射场的比内能和压强。但是辐射能流却不一样, 它和物质能流 $\rho_0 e_m D$ (D 为激波速度) 同量级, 可以估算如下

$$\frac{S}{\rho_0 e_m D} = \frac{\sigma T^4}{\rho_0 e_m D} = \frac{U}{\rho_0 e_m D}, \quad (7.11-1)$$

当激波阵面温度 $T_r = 3 \times 10^5$ K, $D \approx 9 \times 10^8$ 厘米/秒, 则 $S/\rho_0 e_m D \approx 1$, 可见, 辐射能流不能忽略。在上述近似下, 辐射流体力学方程在定常一维平面条件下, 可以写成

$$\frac{d}{dx} (\rho u) = 0, \quad (7.11-2)$$

$$\frac{d}{dx} (p + \rho u^2) = 0, \quad (7.11-3)$$

$$\frac{d}{dx} \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} + \frac{S}{\rho u} \right) = 0, \quad (7.11-4)$$

式中已将脚标“ m ”略去。和前面的讨论一样, 坐标选择在激波上, 即 $x = 0$ 为波的位置, $x = -\infty$ 的波前状态用“0”标志, $x = +\infty$ 的波后状态用“1”标志, 则上述方程的边界条

件为

$$S = 0, \quad x = \pm \infty; \quad (7 \cdot 11-5)$$

在 $x = \pm \infty$ 的极限条件下, 则 (7·11-2) 式到 (7·11-4) 式便是兰金-雨贡尼奥关系, 即

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1, \quad (7 \cdot 11-6)$$

$$p_0 + \rho_0 u_0^2 = p_1 + \rho_1 u_1^2, \quad (7 \cdot 11-7)$$

$$\omega_0 + \frac{u_0^2}{2} = \omega_1 + \frac{u_1^2}{2}. \quad (7 \cdot 11-8)$$

考虑到边界条件, (7·11-2) 到 (7·11-4) 式的首次积分为

$$\rho u = \rho_0 u_0, \quad (7 \cdot 11-9)$$

$$p + \rho u^2 = p_0 + \rho_0 u_0^2, \quad (7 \cdot 11-10)$$

$$w + \frac{u^2}{2} + \frac{S}{\rho_0 u_0} = \omega_0 + u_0^2/2. \quad (7 \cdot 11-11)$$

决定辐射波结构的关键在于辐射能流 S 的特点。把激波看成平面, 且满足“灰体”的条件, 那么可以利用 § 7·6 所得到的解 (7·6-15) 式, 即

$$S = 2 \left[\int_{-\infty}^{\tau} \sigma T'^4 E_2(\tau - \tau') d\tau' - \int_{\tau}^{\infty} \sigma T'^4 E_2(\tau' - \tau) d\tau' \right], \quad (7 \cdot 11-12)$$

该方程和 (7·11-9) — (7·11-11) 式结合即可用来讨论诸参量随光厚的分布。利用这组方程的近似计算, 请参看已引的文献 [5], [6]。

为了进行半定量的讨论, 这里采用 § 7·7 中所讨论的扩散近似 (7·7-16) 和 (7·7-17) 式, 即

$$\frac{dS}{d\tau} = c \left(\frac{4\pi B}{c} - U \right), \quad (7 \cdot 11-13)$$

$$S = -\frac{c}{3} \frac{dU}{d\tau}. \quad (7 \cdot 11-14)$$

当波后温度 T_1 比波前常温高得多的条件下, 为了简化, 不妨令常温 T_0 下的 S 、 U 为零, 那么扩散方程的边界条件为

$$S = U = 0 \quad \text{当 } \tau = -\infty, \quad (7 \cdot 11-15)$$

$$S = 0, \quad U = \frac{4\pi B_1}{c} = \frac{4\sigma T_1^4}{c}, \quad T = T_1, \quad \text{当 } \tau = +\infty, \quad (7 \cdot 11-16)$$

(7·11-13) — (7·11-16) 式和 (7·11-9) — (7·11-11) 式联合, 再考虑到介质的状态方程, 就完全描述了激波结构中诸参量随 τ , 亦即随 x 的分布。

二、现在先从 (7·11-9) — (7·11-11) 式定性讨论辐射激波的特点, 然后再将详细讨论辐射引起强激波结构的粗略的定量关系。

为了便于讨论温度 T 的分布, 引进下列理想气体状态方程

$$p = ApT, \quad \omega = \frac{\gamma}{\gamma-1} AT. \quad (7 \cdot 11-17)$$

为了简化讨论, 引进

$$c_* = \frac{(\gamma+1)}{\gamma} \cdot \frac{(v_0 + v_1)}{2}, \quad (7.11-18)$$

利用 (7.11-9) 式, 则 (7.11-10) 可以化为

$$\bar{T} = AT/c_*^2 = (1 - \bar{v}) \bar{v}, \quad (7.11-19)$$

式中

$$\bar{v} = u/c_* = \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{\eta}{\eta_1+1}, \quad \frac{u_0}{c_*} = 1, \quad (7.11-20)$$

$$\eta = \rho_0/\rho, \quad \eta_1 = \rho_0/\rho_1 = \frac{\gamma-1}{\gamma+1},$$

同样

$$\bar{S} = S/S_* = -(\bar{v}_0 - \bar{v})(\bar{v} - \bar{v}_1), \quad (7.11-21)$$

式中

$$S_* = \frac{\rho_0 v_0 c_*^2}{2\eta_1}, \quad (7.11-22)$$

当 $\bar{S} = 0$ 时, \bar{v} 的两个根为

$$\bar{v}_0 = v_0/c_* = 1, \quad \bar{v}_1 = v_1/c_* = \eta_1. \quad (7.11-23)$$

(7.11-19) 和 (7.11-21) 式实际给出了

$$\bar{T} = \bar{T}(\bar{v}) = \bar{T}(\eta), \quad \bar{S} = \bar{S}(\bar{v}) = \bar{S}(\eta), \quad (7.11-24)$$

即无量纲温度 \bar{T} 和能流 \bar{S} 随无量纲速度 \bar{v} 的分布, 即随压缩比倒数 η 的分布。如果联解这组方程, 便可得 $\bar{T}(\bar{S})$, 即不同强度的激波随不同强度能流的结构, 这里仅用图解法来讨论这个结果。

(7.11-19) 和 (7.11-21) 式示意如图 7.11-1。由图可见, \bar{T} 和 \bar{S} 都有极值, 对应这个极值的 \bar{v} 分别为 \bar{v}_* 、 \bar{v}_b , 即

$$\text{当 } \bar{S} = \bar{S}_{\max}, \quad \bar{v} = \bar{v}_* = \frac{\gamma}{\gamma+1}, \quad (7.11-25)$$

$$\bar{T} = \bar{T}_{\max}, \quad \bar{v} = \bar{v}_b = \frac{1}{2}. \quad (7.11-26)$$

在极值的两侧, 一个 \bar{T} 或 \bar{S} 的值, 有两组 \bar{v} 值与之对应。 \bar{S} 极值两侧的 \bar{v} 分别对应波前、后的态, 即 \bar{v} 取极大值的那一组 (即极值的右侧), 对应于波前, 即辐射先驱波, 上面的参量用 \bar{T}_- 、 \bar{S}_- 、 \bar{v}_- 来表示; \bar{v} 取小值的那一组, 对应于波尾即波后分布, 其参量用 \bar{T}_+ 、 \bar{S}_+ 、 \bar{v}_+ 表示。与 \bar{S} 极值对应的 \bar{T} 值为

$$\bar{T}_-(\bar{v}_*) = \bar{T}_+(\bar{v}_*) \quad (7.11-27)$$

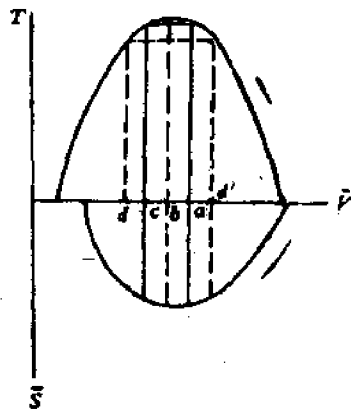


图 7.11-1 \bar{T} 、 \bar{S} 随 \bar{v} 的分布

因为辐射能流是处处连续，与 \bar{T} 极值对应的 \bar{S} 有

$$\bar{S}(\bar{v}_b) = \bar{S}(\bar{v}_{s'}) \quad (7.11-28)$$

再由

$$\bar{T}(\bar{v}_{s'}) = \bar{T}(\bar{v}_b) \quad (7.11-29)$$

利用(7.11-19)和(7.11-20)式求得

$$\bar{v}_c = \frac{1}{\gamma+1}, \quad \bar{v}_s = \frac{3-\gamma}{2(\gamma+1)}, \quad \bar{v}_{s'} = \frac{3\gamma-1}{2(\gamma+1)}$$

\bar{v}_c 、 \bar{v}_s 、 \bar{v}_c 、 \bar{v}_s 和 η_1 将 \bar{v} 轴划分成四个区域，这四个区域相当于四类强度的激波：

$$1. \text{ 极弱波: } \frac{\gamma}{\gamma+1} > \bar{v}_1 > \frac{1}{2}, \quad (7.11-30)$$

$$2. \text{ 弱波: } \frac{1}{2} > \bar{v}_1 > 1/\gamma+1, \quad (7.11-31)$$

$$3. \text{ 强波: } \frac{1}{\gamma+1} > \bar{v}_1 > \frac{3-\gamma}{2(\gamma+1)}, \quad (7.11-32)$$

$$4. \text{ 极强波: } \frac{3-\gamma}{2(\gamma+1)} > \bar{v}_1 > \frac{\gamma-1}{\gamma+1}. \quad (7.11-33)$$

在极弱波的情况下，若 $\bar{S} = 0$ ，则 \bar{v} 值由 \bar{v}_0 跃变到 \bar{v}_1 ，相应的 \bar{T} 从 \bar{T}_0 跃变到 \bar{T}_1 ，其实这就是无辐射的激波间断，如图7.11-2b所示。当 $\bar{S} \neq 0$ 时，波前区域被辐射加热而升温，在

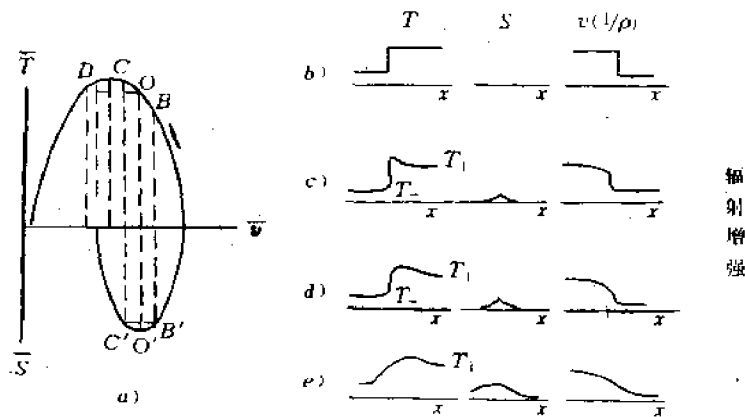


图7.11-2 辐射对弱波影响示意图 (图中 v 应为比容 V)

$\bar{T}(\bar{v})$ 图上沿箭头随 \bar{S} 的大小而变化，如图7.11-2a所示。例如 $\bar{S} = \bar{S}(B')$ ，则 \bar{T} 先由起点连续变化到 B 点，对应的温度为 \bar{T}_- ，由于 \bar{S} 连续性的要求， \bar{T} 由 B 点跃变到 C 点，对应的温度为 \bar{T}_+ ，而后连续变化到 \bar{T}_1 ，即 D 点， T 、 v 的分布如图7.11-2c和d所示。因为 \bar{S} 是连续变化的，只是

在 $\bar{v} = \frac{\gamma}{\gamma+1}$ 处即 O' 点取极大。当 \bar{S} 增大， B 点向 C 点靠拢，直到跃变消失，即 $\bar{T}_- = \bar{T}_+$ ， $\bar{v}_- = \bar{v}_+$ 。

换言之，在强辐射作用下激波可以完全被光滑以至间断消失，如图7·11-2c所示。这一点和粘滞性、热传导使间断光滑的作用相似。

用类似的方法可以讨论不同强度的激波，我们感兴趣的是强波。

在强波条件下，由于 $\bar{v} > \frac{3-\gamma}{2(\gamma+1)}$ ，因此对应的温度 $T_- \leq T_1$ ，即使在强辐射条件，都不可能使 T 连续变化， T 、 v 和 S 的分布示意如图7·11-3。

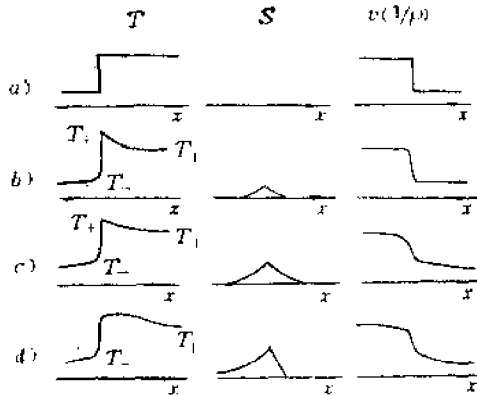


图7·11-3 辐射对强波的影响

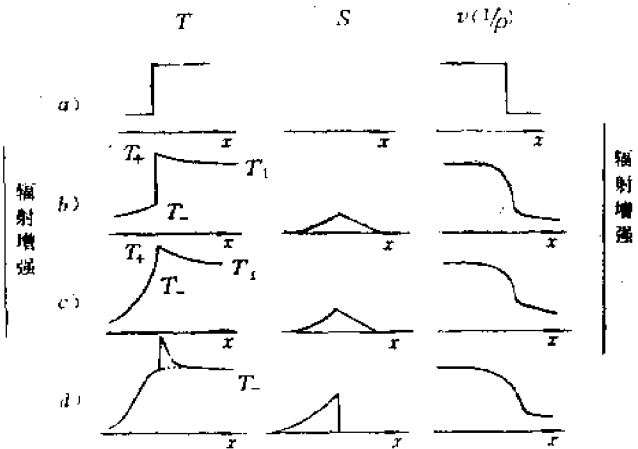


图7·11-4 辐射对极强波的影响

(图中 v 应为比容 V)

在极强波条件下，辐射的强弱还可分成三种类型：

1) 亚临界激波， $T_- < T_1$ ，如图7·11-4b所示。

2) 当辐射进一步增强，即 T_+ 升高，同时加热区起点的温度 T_- 不断升高，当 T_+ 达到某个临界值 T_c 时，使得 $T_- = T_1$ ，这时的辐射激波称为临界激波，如图7·11-4c所示。

3) 辐射继续增强， T_+ 超过 T_c 后继续升高，即 $T_+ > T_c$ ，尽管辐射很强，由于激波间断必须满足熵增的要求，因而 T_- 不可能大于波后温度 T_1 ，在紧接间断面之后势必要有一层气体来接收波后辐射，从而形成具有一定厚度的温度尖峰，如图7·11-4d所示。温度尖峰的温度 T_c 必大于 T_1 ，这时的辐射激波称为超临界激波。如果去掉这个尖峰，温度分布将是连续的（见图7·11-4d中虚线），但 ρ 仍有间断，这种间断称为等温激波。随着辐射再增强，超临界激波的结构特点不再变化，只是波前加热区增大，温度尖峰的宽度减小。

三、由辐射激波的结构图可见， $x < 0$ 的区域为辐射加热区域，这个区域主要是吸收 $x \geq 0$ 区域来的辐射，因而辐射先驱波区域的辐射是非平衡的，且非平衡辐射能量密度大于平衡辐射能量密度。 $x \geq 0$ 的波阵面上和波后区域的情况比较复杂一些，与辐射的强弱有关。当辐射不很强时，即处于亚临界状态，该区域的辐射也是非平衡的，所不同的是，这时平衡辐射与非平衡能量密度可以相比较。当辐射很强，激波处于临界或超临界状态， $x > 0$ 的波后区域可以近似认为平衡辐射区， $x = 0$ 的附近区域的波前一侧可近似认为是平衡辐射区，辐射热传导近似成立，但 $x = 0$ 的波后一侧，由于出现了温度尖峰，因而平衡辐射能量密度比非平衡能量密度大得多。

根据以上的辐射特点，现在利用辐射扩散方程 (7·11-13) 和 (7·11-14) 式来讨论极强

波的结构。

在 $x=0$ 附近区域, 因为 ρ_0/ρ_* 与 1 接近, 那么 (7·11-21) 式在 $\bar{\sigma}=1$ 附近有

$$\begin{aligned} -S &= \rho_0 v_0 \varepsilon = \rho_0 D [\varepsilon(\rho_0, T) - \varepsilon_0] \\ &= \frac{\rho_0 D A}{\gamma - 1} (T - T_0), \end{aligned} \quad (7\cdot11-34)$$

式中 D 为激波速度。

扩散方程 (7·11-13) 和 (7·11-14) 式可以合并成

$$\frac{dS}{dU} = \frac{c^2}{3} \frac{U - 4\pi B/c}{S}, \quad (7\cdot11-35)$$

当 $U > 4\pi B/c$, 忽略 B , 考虑到边界条件 (7·11-16) 式, 上式的解为,

$$S = \pm \frac{c}{\sqrt{3}} \left(U - \frac{4\pi B}{c} \right), \quad (7\cdot11-36)$$

或由 (7·11-13) 式得

$$\begin{aligned} S &= S_0 e^{-\sqrt{3} \tau}, \quad \tau > 0 \\ S &= S_0 e^{-\sqrt{3} |\tau|}, \quad \tau < 0 \end{aligned} \quad (7\cdot11-37)$$

式中 S_0 为 $\tau=0$, 即 $x=0$ 阵面上能流。

有了 (7·11-34)、(7·11-36) 和 (7·11-37) 式, 便可以近似估算各有关参量。先讨论辐射先驱波, 在 $x=0$ 处, 温度为 T_1 且流向波前一侧的辐射能流 $|S_0| \approx \sigma T_1^4$, 则由 (7·11-34) 式可以估算加热层的温度 T_- , 即

$$\rho_0 D (T_1) \varepsilon(T_-) = \sigma T_1^4. \quad (7\cdot11-38)$$

由空气的高温激波关系和状态方程, 可以算出 D 、 T_1 、 T_- 等值。事实上, 往往由于空气状态方程的数值结果不尽一致, 算出的数据也有些差异。表 7·11-1 给出的数据取自文献 [1]。如果根据文献 [9] 提供的状态方程数据, 算出的 $T_- \approx 3.5 \times 10^5 \text{K}$, $D \approx 93$ 公里/秒, 与表列的数据有些差别, 但不影响问题的讨论。

表 7·11-1 高温空气激波结构参数

D (公里/秒)	23.3	32.1	40.6	56.5	81	86.2	88.1
T_1 (10^4K)	5	7.5	10.0	15.0	25.0	27.5	28.5
T_- (10^4K)	0.4	1.2	2.5	6.0	17.5	24.0	28.5

当 $T_1 < 2.85 \times 10^5 \text{K}$ 或 $D < 88.1$ 公里/秒时 (空气的临界数据可近似取 $T_c \approx 3 \times 10^5 \text{K}$, $D \approx 90$ 公里/秒), $T_- < T_1$, 为亚临界激波, 当 $T_1 \geq 3 \times 10^5 \text{K}$, 亚临界激波便转变为临界或超临界激波。达到临界激波时的温度 T_c 亦可由 (7·11-38) 式确定, 即辐射能流与物质能流近似相等:

$$\sigma T_c^4 = \rho_0 D (T_c) \varepsilon(T_c). \quad (7\cdot11-39)$$

在亚临界情况下, 因为 $T_- < T_1$, 在辐射先驱波区内, 即 $\tau < 0$, 辐射是非平衡的, 忽略平衡辐射的 $4\pi B$, 借助于 (7·11-37) 和 (7·11-34) 式, 则各参量随 τ 的分布为

$$-S = \frac{cU}{\sqrt{3}} = -S_0 e^{-\sqrt{3}|\tau|}, \quad (7.11-40)$$

$$T = T_0 e^{-\sqrt{3}|\tau|}, \quad (7.11-41)$$

实际上, 当 $T = T_0$ 附近时, $|S| = \sigma T^4$ 的近似比较差, 应改为 (7.11-40) 式, 且式中 U 换为 U_0 , 则

$$S = \frac{4}{\sqrt{3}} \sigma T_0^4, \quad (7.11-42)$$

则 (7.11-39) 式应改写为

$$\frac{4\sigma T_0^4}{\sqrt{3}} = \rho_0 D \varepsilon(T_0). \quad (7.11-43)$$

现在讨论波后 $\tau > 0$ 的温度分布。在波后, 将 (7.11-21) 式按 $\frac{\gamma-1}{\gamma+1}$ 展开, 略去高次项, 便有

$$\begin{aligned} -S &= (3-\gamma)(\gamma+1)\rho_0 v_0 \Delta \varepsilon(T) \\ &= \frac{(3-\gamma)(\gamma+1)}{(\gamma-1)} \rho_0 v_0 A(T-T_1). \end{aligned} \quad (7.11-44)$$

在波后的非平衡辐射中, $\frac{4\pi B}{c}$ 不能忽略, 同样利用 (7.11-35) 和上式, 则波后分布为

$$-S = \frac{c}{\sqrt{3}} (4\pi B(T_1) - U) = -S_0 e^{-\sqrt{3}\tau}, \quad (7.11-45)$$

$$T - T_1 = (T_+ - T_-) e^{-\sqrt{3}\tau}. \quad (7.11-46)$$

当 $\tau = 0$, 波前波后的能流相同, 即 (7.11-38) 式和 $T = T_+$ 代入后的 (7.11-44) 式相等, 由此得

$$T_+ - T_1 = \frac{1}{(3-\gamma)(\gamma+1)} T_-. \quad (7.11-47)$$

在 $T_1 > T_c$, $T_1 = T_-$ 的超临界激波的情况下, $x \leq 0$ 的先驱波区可以分成二个区域, 一个 T_0 附近的区域, 可以看成辐射平衡区域, 另一个是类似亚临界激波的先驱波区的非平衡辐射区。对于非平衡辐射区, 有类似于 (7.11-41) 式的分布。即

$$T = T_0 e^{-\sqrt{3}|\tau|}, \quad (7.11-48)$$

换句话说, $\tau < \tau_0$ 或 $|\tau| > |\tau_0|$ 为非平衡区。

在 $\tau_0 < \tau < 0$, 或 $0 < |\tau| < |\tau_0|$ 为辐射平衡区, 那么可用辐射热传导近似

$$S = \frac{4\pi}{3} \frac{dB}{d\tau} = -\frac{16}{3} \sigma T^3 \frac{dT}{d\tau}. \quad (7.11-49)$$

为了求得这个区域中 T 的分布, 由

$$\frac{S(T)}{S(T_0)} = \frac{\varepsilon(T)}{\varepsilon(T_0)} = \frac{T}{T_0}, \quad (7.11-50)$$

代入 (7·11-49) 式和 (7·11-42) 式求解, 得

$$\frac{T}{T_0} = \left[1 + \frac{3\sqrt{3}}{4} |\tau - \tau_0| \right]^{1/3}, \quad (7\cdot11-51)$$

当 $T = T_0$, $\tau = 0$, 求得

$$|\tau_0| = \frac{4}{3\sqrt{3}} \left[\left(\frac{T_0}{T_0} \right)^3 - 1 \right]. \quad (7\cdot11-52)$$

当 $(T_0/T_0)^3 > 1$, 即激波非常强时, $|\tau_0|$ 近似为加热区的光学厚度。

波前加热区厚度是个有意义的量。对于标准状态下的空气, 如 $T_0 = 5 \times 10^5 \text{K}$, 则 $\tau_0 \approx 4$, 再利用本章附录计算罗西兰自由程的公式, 估算出加热区厚度约为 23 厘米; 当 T_0 增高到 $7.5 \times 10^5 \text{K}$, 则 $\tau_0 \approx 11$, 厚度增加到约 3 米, 可见随 T_0 增高, 波前加热区增加得很显著。

在波后, 可以认为是平衡辐射区, 离开温度尖峰区, 温度 T_1 基本上不变, 因此辐射能量密度 $U = U_1 = \frac{4\sigma T_1^4}{c}$, 也可近似为常数。

温度尖峰区的温度随 τ 的分布情况比较复杂, 这里不再深入讨论。但是在间断点的辐射能流 S_0 可由 (7·11-50) 和 (7·11-42) 式求得, 即

$$S_0 = \frac{4\sigma T_0^4}{\sqrt{3}} \frac{T_1}{T_0}. \quad (7\cdot11-53)$$

由于波后能流和间断处能流相等, 且 $T_0 = T_1$, 由 (7·11-19) 和 (7·11-21) 式, 可以求得温度尖峰处 T_+ 与波后温度 T_1 的关系, 即

$$T_+ = (3 - \gamma) T_1. \quad (7\cdot11-54)$$

对于温度尖峰的厚度可作如下估计。 $x = 0$ 处辐射能流应等于先驱波的能量、温度尖峰处的能流和波后温度平坦区域的能流的代数和,

$$S_0 = S_1 + S_2 + S_3, \quad (7\cdot11-55)$$

$$S_1 = -\sigma T_0^4 + \frac{1}{2} S_0, \quad S_2 = -\sigma(T_+^4 - T_0^4) \Delta\tau, \quad S_3 = -\sigma T_1^4, \quad (7\cdot11-56)$$

式中 $\Delta\tau$ 为尖峰的光学厚度, 而 $S_0 = \sigma T_0^4 T_1$ 。因此, 当 $T_0 = T_1$ 时, 得

$$\Delta\tau = \frac{\Delta x}{\lambda} = \frac{1}{2[(3 - \gamma)^4 - 1]} \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^8, \quad (7\cdot11-57)$$

式中 λ 为辐射自由程, $\Delta\tau$ 随 T_1 增大而减小。和波前加热区厚度随 T_0 增大联系起来看, T_0 即 T_1 增大后, 尖峰厚度减小, 而加热区增大。

附录 辐射迁移平均自由程

这里仅限于讨论连续吸收即光电吸收和韧致吸收的吸收系数及其自由程。

一、束缚—自由吸收时, 对于类氢原子, 当能量为 $h\nu$ 的光子被吸收后, 能量转化为原子的电离能和自由电子的动能, 即

$$h\nu = \frac{1}{2} m_e v^2 + I_H z^2 / n^2, \quad (1)$$

式中 I_H 为氢原子的基态电离能, z 为离子的剩余核电荷, m_e , v 分别为电子质量和速度。每个离子的光电吸收截面为

$$\sigma_{i, n} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{e^{10} m_e z^4}{h^6 c v^3 n^5} g_{i, n}, \quad (2)$$

式中 $g_{i, n}$ 是量子力学修正因子

$$g_{i, n} = 1 - 0.173 \left(\frac{h\nu}{I_H z^2} \right)^{1/3} \left[\frac{2}{n^2} \frac{I_H z^2}{h\nu} - 1 \right], \quad (3)$$

在我们考虑的情况下, $g_{i, n}$ 接近于 1, 以后的讨论取 $g_{i, n}$ 为 1。

若处于 n 态的原子的数密度为 N_n , 则光电吸收系数为

$$\mu_{i, \gamma} = \sum_{n=1}^{\infty} N_n \sigma_{i, n}, \quad (4)$$

式中 n^* 由下式求得

$$n^* \geq \left\lceil \frac{I_H z^2}{h\nu} \right\rceil. \quad (5)$$

受激原子的数密度 N_n 应满足玻耳兹曼分布

$$N_n = N \frac{g_n}{g_1} e^{-(E_n - E_1)/kT}, \quad (6)$$

式中 N 为原子的数密度, g_n , g_1 为权重因子, $g_n = 2n^2$, $g_1 = 2$, 且 $E_n - E_1 = I_H z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$,

所以

$$N_n = N n^2 e^{-\frac{I_H z^2}{kT} (1 - 1/n^2)}. \quad (7)$$

代入 (4) 式, 得

$$\mu_{i, \gamma} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{e^{10} m_e z^4}{h^6 v^3 c n^5} N n^2 e^{-\frac{I_H z^2}{kT} (1 - \frac{1}{n^2})}. \quad (8)$$

引入下列符号

$$x = h\nu/kT, \quad x_1 = \frac{I_H z^2}{kT}, \quad x_n = \frac{|E_n|}{kT} = \frac{|E_1|}{kT} \frac{1}{n^2} = \frac{x_1}{n^2}, \quad (9)$$

那么光电吸收系数最后可以写成

$$\mu_{i, \gamma} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{e^{10} m_e z^4 N}{h^6 c v^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} e^{-(x_1 - x_n)}. \quad (10)$$

二、自由-自由 (韧致) 吸收时, 能量关系为

$$h\nu = \frac{1}{2} m_e (v^2 - v_0^2), \quad (11)$$

式中 v_0 , v 为电子吸收 $h\nu$ 前后的速度。当温度为 T 的电子在类氢离子场的作用下, 自由-自由吸收系数为

$$\mu_{1\nu} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_p} \right)^{1/2} \frac{z^2 e^4}{hcm_p v^2} N_+ N_e g_{11}, \quad (12)$$

式中 N_+ 、 N_e 分别为离子和电子的数密度。 N_+ 、 N_e 可由电离平衡的沙哈方程给出, 即

$$N_+ N_e = 2N \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{u_+}{u_-} e^{-I_H z^2 / kT}, \quad (13)$$

式中 $u_+ = 1$, $u_- = 2$, (它们分别是离子和原子的电子统计和), g_{11} 也是量子力学修正因子, 这里仍然取 $g_{11} = 1$, 代入 (12) 式后得

$$\begin{aligned} \mu_{1\nu} &= \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{z^2 e^4 kTN}{h^4 c v^2} e^{-I_H z^2 / kT} \\ &= \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{z^4 e^{10} m_e N}{h^6 c v^2} \frac{e^{-x_1}}{2x_1}, \end{aligned} \quad (14)$$

连续吸收系数为 $\mu_{1\nu}$ 和 $\mu_{2\nu}$ 之和, 即

$$\mu_\nu = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{e^{10} m_e z^4 N}{h^6 c v^2} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-(x_1 - x_n)} + \frac{e^{-x_1}}{2x_1} \right\}. \quad (15)$$

上式可作如下化简, 当 $x < x_0$, 近似地将取和换成求积, 利用 $\frac{dn}{n^2} = -\frac{1}{2} \frac{dx_n}{x_1}$, 则

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-x_1/n} \rightarrow \frac{-e^{-x_1}}{2x_1} \int_x^0 e^{x_n} dx_n = \frac{e^{-x_1}}{2x_1} (e^x - 1), \quad (16)$$

代入 (15) 式, 则

$$\mu_\nu = \frac{\alpha N z^2}{T^2} e^{-x_1} F(x), \quad (17)$$

式中

$$\alpha = \frac{16\pi^2 e^4}{3\sqrt{3} h c k^2}, \quad F(x) = e^{x_1} / x^2, \quad x < x_0. \quad (18)$$

当 $x > x_0$, 自由-自由吸收可以忽略, 光电吸收中, $n=1$ 的吸收起决定性作用, 则

$$\sum \frac{1}{n^2} e^{x_n} = e^{x_1}, \quad x > x_0, \quad (19)$$

代入 (15) 式并略去自由-自由吸收项, 同样可以写成 (17) 式的形式

$$\begin{aligned} \mu_\nu &= \frac{32\pi^2 e^4 N}{3\sqrt{3} h c} \frac{I_H z^2}{(kT)^2 kT} \frac{1}{x^2} \\ &= \frac{\alpha N z^2}{T^2} e^{-x_1} F(x), \end{aligned} \quad (20)$$

所不同的是, $x > x_0$ 时

$$F(x) = 2x_1 e^{x_1}, \quad /x^2 x > x_0. \quad (21)$$

若单位体积内的原子数为 N , 温度为 T , 其中有 N_m 个 m 次离化的离子, 它的吸收系数为

(17) 式或 (20) 式, 统一写成

$$\mu_{v,m} = \frac{\alpha N_m (m+1)^2}{T^2} e^{-x_{1,m}} F_m(x), \quad (22)$$

式中

$$x_{1,m} = I_{m+1}/kT, \quad (23)$$

I_{m+1} 为 m 次离化的电离能。

对 m 求和, 便可求得从一次离化到 m 次离化的总吸收系数

$$\mu_v = \sum_m \mu_{v,m} = \frac{\alpha}{T^2} \sum_m N_m (m+1)^2 e^{-x_{1,m}} F_m(x), \quad (24)$$

式中

$$F_m(x) = \begin{cases} e^x/x^2 & \text{当 } x < x_{1,m} \\ 2x_{1,m} e^{x_{1,m}}/x^2 & \text{当 } x > x_{1,m} \end{cases} \quad (25)$$

三、有了总吸收系数, 根据普朗克和罗西兰平均自由程的定义 (7.7-25) 式和 (7.9-4) 式, 并考虑到对罗西兰平均自由程的主要贡献来自 $x < x_{1,m}$, 将 μ_v 代入后可求得单元素物质的平均自由程的近似表达式

$$\begin{aligned} \lambda_p &= \frac{1}{\int_0^\infty \mu_v (1 - e^{-x}) G'(x) dx} \\ &= \frac{\pi^4 T^2}{45\alpha} \frac{1}{\sum_m N_m (m+1)^2 x_{1,m} e^{-x_{1,m}}}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \lambda_R &= \frac{\int_0^\infty W'(x) dx}{\int_0^\infty \mu_v (1 - e^{-x})} \\ &= \frac{0.87 T^2}{\alpha} \frac{1}{\sum_m N_m (m+1)^2 e^{-x_{1,m}}}, \end{aligned} \quad (27)$$

式中权重函数 $G'(x)$, $W'(x)$ 随 x 的分布参见图 1。

在求 λ_2 中利用了

$$\int_0^\infty \frac{W'(x) dx}{F_m(x)(1 - e^{-x})} = 0.87. \quad (28)$$

为了进一步简化, 在多次电离的情况下, 不妨近似认为自由电子的数密度 N_e 是 m 的连续函数, 而 m 的平均值由沙哈方程近似定出, 即

$$\bar{m} = N_e/N = \frac{AT^{3/2}}{N} e^{-I/kT}, \quad (29)$$

式中 $A = 2 \left(\frac{2\pi m_e k}{h^2} \right)^{3/2}$, I 为平均有 \bar{m} 次电离的电

离能。我们可以设想 $m = \bar{m} - \frac{1}{2}$ 和 $\bar{m} + \frac{1}{2}$ 的离子数

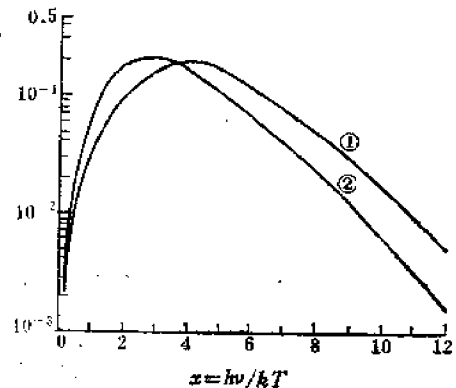


图 1 $W'(x)G'(x)$
①— $W'(x)$ ②— $G'(x)$

是相等的，并等于 $N/2$ 。那么 I 与 \bar{m} 的关系为

$$I = I\left(\bar{m} + \frac{1}{2}\right), \quad (30)$$

由此，

$$e^{-x_{1m}} = e^{-x_{1m+1}/h^*} = \frac{N\bar{m}}{AT^{3/2}}, \quad (31)$$

再利用沙哈方程

$$\frac{N_{m+1}N}{N_m} = AT^{3/2}e^{-x_{1m}},$$

有

$$N_m = \frac{\bar{m}N}{AT^{3/2}}N_{m+1}e^{x_{1m}}. \quad (32)$$

因此 (26) 和 (27) 式中取和项中 \sum_m 是对 $m = \bar{m} \pm \frac{1}{2}$ 取和，化为

$$\begin{aligned} \sum_m N_m(m+1)^2 e^{-x_{1m}} &= \frac{\bar{m}N}{AT^{3/2}} \sum_{\bar{m} \pm \frac{1}{2}} N_{m+1}(m+1)^2 \\ &= \frac{\bar{m}N}{AT^{3/2}} \left[N_{\bar{m} + \frac{1}{2}} \left(\bar{m} + \frac{1}{2}\right)^2 + N_{\bar{m} - \frac{1}{2}} \left(\bar{m} - \frac{1}{2}\right)^2 \right] \\ &= \frac{\bar{m}N^2}{AT^{3/2}} \left(\bar{m}^2 + \frac{1}{4}\right), \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \sum_m N_m(m+1)^2 x_{1m} e^{-x_{1m}} &= \frac{N\bar{m}}{AT^{3/2}} \sum_{\bar{m} \pm \frac{1}{2}} N_{m+1}(m+1)^2 x_{1m} \\ &= \frac{\bar{m}N}{AT^{3/2}} \left[N_{\bar{m} + \frac{1}{2}} \left(\bar{m} + \frac{1}{2}\right)^2 x_{1\bar{m} - \frac{1}{2}} + N_{\bar{m} - \frac{1}{2}} \right. \\ &\quad \left. \left(\bar{m} - \frac{1}{2}\right)^2 x_{1\bar{m} - \frac{3}{2}} \right] \\ &= \frac{\bar{m}N^2}{AT^{3/2}} \left[\left(\bar{m} + \frac{1}{2}\right)^2 x_{1\bar{m} - \frac{1}{2}} + \right. \\ &\quad \left. + \left(\bar{m} - \frac{1}{2}\right)^2 x_{1\bar{m} - \frac{3}{2}} \right]. \end{aligned} \quad (34)$$

最后有

$$\lambda_R = \frac{4.4 \times 10^{22} T^{7/2}}{N^2 \bar{m} \left(\bar{m}^2 + \frac{1}{4}\right)} \quad (\text{厘米})$$

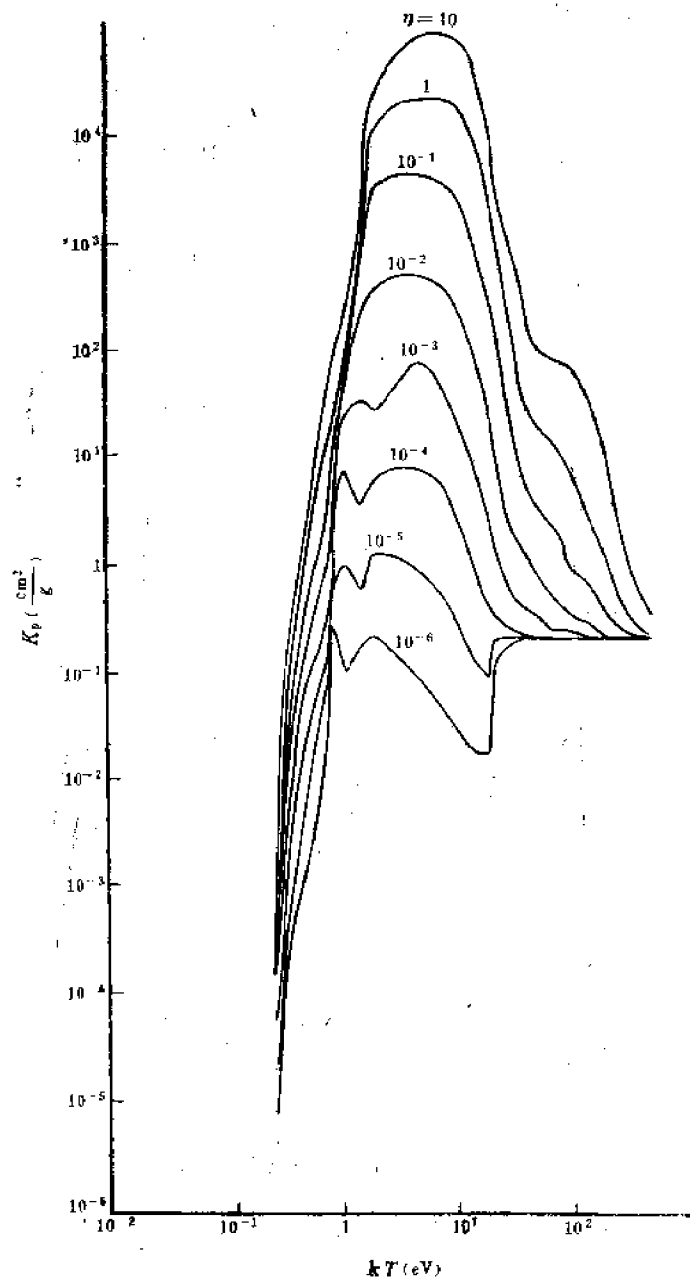


图2 空气罗西兰平均不透明性
 $\eta = \rho/\rho_0$

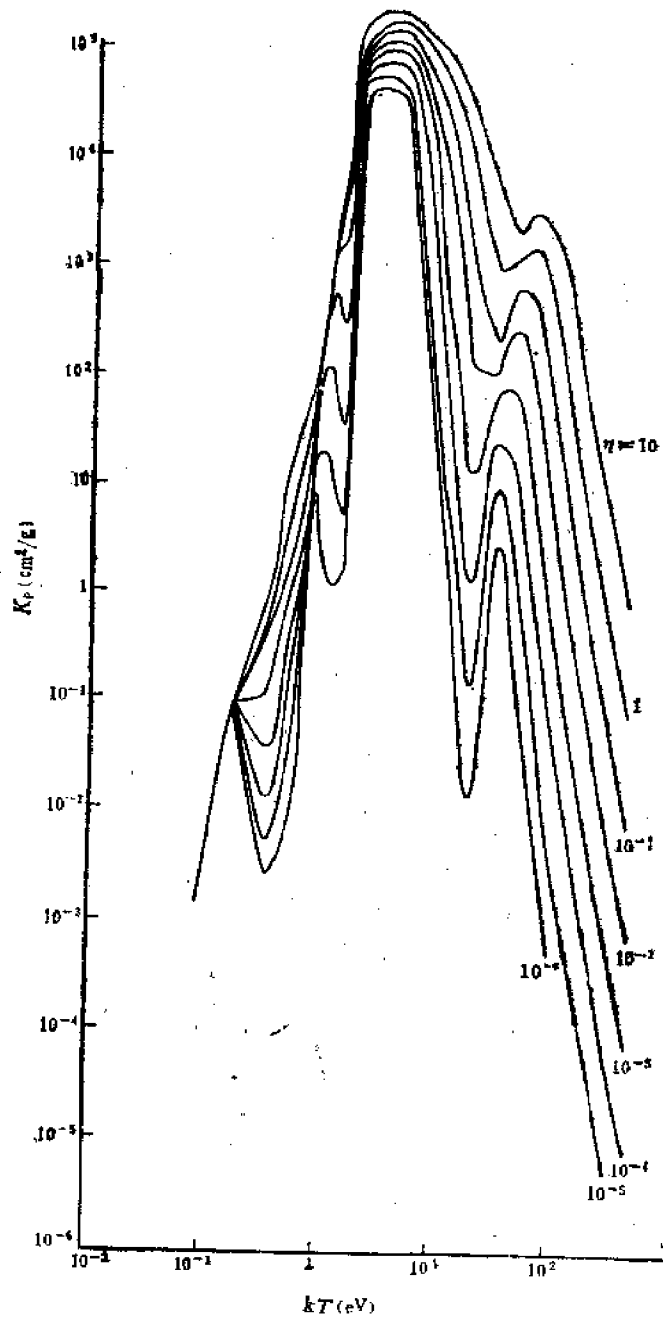


图 8 空气普朗克平均不透明性
 $\eta = \rho/\rho_0$

$$= \frac{7.2 \times 10^{23} \theta^{1/2}}{N^2 \bar{m} \left(\bar{m}^2 + \frac{1}{4} \right)} \quad (\text{厘米}) ; \quad (35)$$

$$\lambda_p = \frac{1.1 \times 10^{23} T^{1/2}}{N^2 \bar{m} \left[\left(\bar{m} + \frac{1}{2} \right)^2 x_{1\bar{m}-\frac{1}{2}} + \left(\bar{m} - \frac{1}{2} \right)^2 x_{1\bar{m}-\frac{3}{2}} \right]} \quad (\text{厘米}) \quad (36)$$

$$= \frac{3.6 \times 10^{23} \theta^{1/2}}{N^2 \bar{m} \left[\left(\bar{m} + \frac{1}{2} \right)^2 x_{1\bar{m}-1/2} + \left(\bar{m} - \frac{1}{2} \right)^2 x_{1\bar{m}-3/2} \right]} \quad (\text{厘米}) ,$$

式中 $\theta = kT$, 以 eV 为单位。

由上述近似方法算出的空气自由程一般都略小于严格的计算结果。图 2 和图 3 (引自文献 [8]) 给出了空气的罗西兰平均不透明性 K_R 和普朗克平均不透明性 K_P ,

$$K_R = 1/\lambda_R \rho_0, \quad K_P = 1/\lambda_P \rho_0,$$

式中 ρ_0 为标准状态大气密度。

以上结果仅适用于温度在数万度以上, 原子多次电离后的空气, 低温情况需另作讨论。

参 考 文 献

- [1] Я. Б. Энджлович, Ю. П. Райзер Физика Ударных Волн И Высоко Температурных Гидродинамических Явлений.
- [2] J. W. Bond, et. al., *Atomic Theory of Gas Dynamics*.
- [3] G. S. Pomraning *The Equation of Radiation Hydrodynamics*, 1973.
- [4] *Laser Interaction and Related Phenomena*, Vol. 3B 553-590, 1974.
- [5] J. F. Clarke *Phys. Fluids*, 5, (1962) 1347.
- [6] M. A. Heaslet, B. S. Baldwin, *Phys. Fluids*, 6, (1963) 781.
- [7] W. E. Pearson, *NASA TD-2128*, 1963.
- [8] H. Arocste, *AD-654773*, 1967.
- [9] 见第三章参考文献 [2].
- [10] B. Kivel, H. Mayer, *JQRST*, 5, (1965) 13.

第八章 火 球

§ 8.1 引 言

核爆炸火球的产生,发展和熄灭过程中包含着极其丰富的物理现象。通过这些现象的定量分析,不论对于了解核爆炸的性质,还是弄清光辐射的杀伤破坏作用都是非常重要的。核爆炸所达到的高温,可以说是人类迄今所能实现的持续时间最长的最高温度。高温现象的研究是当前人们最关心的问题之一。例如,人工持续核聚变的实现可能为能源开拓一个新的境界,对于这个领域,研究核爆炸高温现象的手段和方法是会提供有益的帮助的。

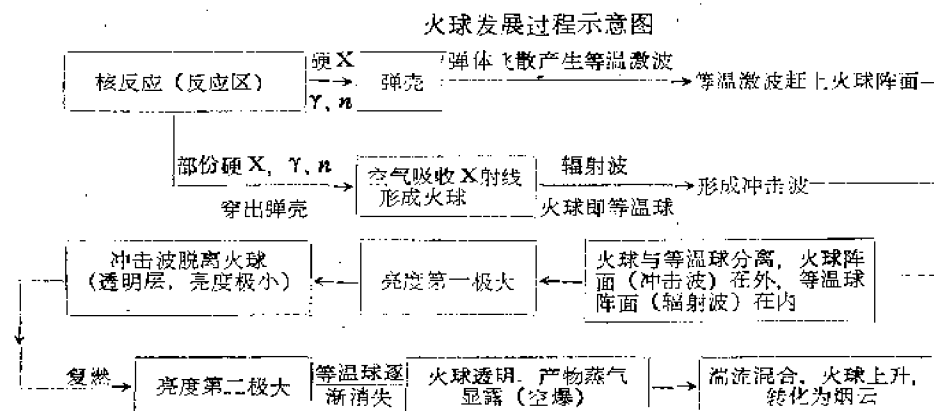
自从1945年美国进行第一次核爆炸以来,世界上进行了数以百次计的大气层核试验,同时利用电子计算机进行了大量的理论研究,在理论和实践的结合上,找到了有关火球的许多定量规律,从而为研究核爆炸性质和光辐射的杀伤破坏作用提供了有力的手段,这方面的综合结果可参阅文献[1]。

但是,由于火球现象的复杂性,有些问题还不能认为已经很清楚了,例如在几微秒以前的早期火球现象。火球发展过程很快,不同时刻的现象差异又极大,因此给实测带来了很大的困难。在理论上,由于爆炸条件,辐射与物质相互作用,物质在火球内的分布和状态以及大气的影响等问题的复杂性,目前尚难以给出早期现象的定量结果,只能给出半定量的分析,甚至有些现象连这一点还做不到。不过应该说,这些现象的研究可能只有理论上的兴趣,对于作为武器的使用和防护来讲,可能意义并不大。

在本章中,先从火球发展过程和火球现象入手,然后再以辐射流体力学的计算结果来讨论火球的有关变化规律。由于辐射流体力学采用了简单的近似,尚不能描述某些早期火球现象,我们则采用近似理论给予解释。

§ 8.2 火球发展过程

一、通常可以将火球的发展过程简要地归纳如下图:



由图可见，在爆炸的早期，反应区所发出的硬X射线使弹壳升温，同时弹壳向外膨胀。穿过弹体的X射线和自高温弹体发出的软X射线使周围空气加热，形成高温X射线火球，同时高速向外飞散的高密度弹体蒸汽在等温状态下压缩周围空气形成等温激波。所谓等温激波，与一般绝热冲击压缩的激波所不同的只是通过间断面温度是连续的^[2]。等温激波或称弹体激波是在X射线火球阵面之内，但它的膨胀速度与火球阵面的膨胀速度相比先慢后快，而后赶上火球阵面，合成一个统一的火球阵面，如图8·2-1所示。

空气对X射线吸收的特点是：在冷空气中的X射线受到强烈的吸收，而高温空气等离子体对于X射线却基本上是透明的。由于空气的这个特性，X射线对空气的加热过程是逐层加热，同时加热后的空气基本上是等温的。文献[2]给出了海平面标准大气状态下，不同当量爆炸的不同温度下X射线火球的半径，见表8·2-1。

表8·2-1 不同温度的X射线火球半径(米)

T (10K)	Q (kT)	
	1	10 ³
7.5	0.75	7.5
6	1	10
5	1.25	12
4	1.6	16
3	2.1	21

在火球发展的早期阶段，时间约在(1—2)微秒前，称为X射线火球阶段。X射线火球的发展过程还难以用第七章所讨论的热波和辐射热传导理论来描述。

二、在约几个微秒以后，由于X射线火球的扩大，火球温度降低到 $(2-3) \times 10^6 \text{K}$ ，这时火球不断向外发出热辐射，使周围空气加热到高温，升温后的空气便成为火球的一部分。这个阶段，火球的扩张是由于辐射迁移造成的，可称为辐射扩张阶段。它的特点是火球以辐射波(热波)的形式向外传播。在波的阵面上温度和压强都有跃变，但密度基本上是连续的。这个阶段内，流体力学过程的作用还不显著，因此可以用辐射热传导理论来近似描述。随后，流体力学过程的作用不能再忽略，表现在辐射波阵面的密度逐渐有跃变，而且压缩比 ρ/ρ_0 逐渐趋向经典激波的极限值 $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}$ 。从辐射波阵面密度基本上是连续到压缩比达到极限值这个阶段，可以称为过渡阶段，这个阶段必须用辐射流体力学来描述。

为了形象地理解火球发展各个阶段，本节列举文献[2]公布的海平面标准大气状态下百万吨当量爆炸的结果。图8·2-1给出了火球阵面的走时关系。图8·2-2a、b给出了34微秒时的 T 、 ρ 、 p 、 u 的空间剖面，给出的图基本上反映了整个辐射扩张阶段的主要特点，波阵面上 T 、 p 、 u 都有跃变，且波后温度大体是常数，即是等温球。 ρ 的跃变由小逐渐增大，辐射波后的等温激波逐渐赶上辐射波，火球的发展便进入冲击波扩张阶段。

三、当弹体(等温)激波赶上辐射波后，即进入火球发展的冲击波扩张阶段。火球的进一步发展主要是由于强冲击波对空气的冲击压缩加热所致，火球的表面也就是冲击波的阵面。当冲击波超过辐射波后，在温度空间剖面上出现由冲击波阵面温度 T_1 到辐射波阵面温度 T_2 的阶梯，参见图8·2-3。形成了冲击波扩张阶段火球特有的结构，即辐射波(等温球)——冲击波(火球)。

随着火球不断向外发展，冲击波阵面温度不断下降。这个阶段的冲击波传播规律可以由流体力学理论来描述，因为这时火球所包的空气质量已超过弹体质量很多，而且辐射对冲击波传播的影响已经比较微弱，但是这个阶段的有关火球现象仍然必须由辐射流体力学来描述。

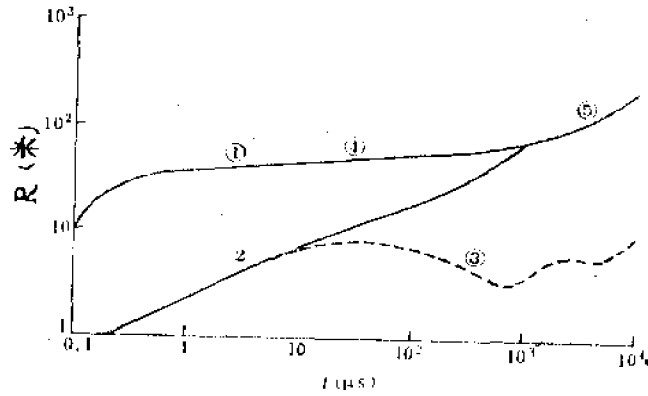


图8-2-1 早期火球走时曲线

①——辐射阵面； ②——弹体击波； ③——蒸汽； ④——过渡段； ⑤——强冲击波

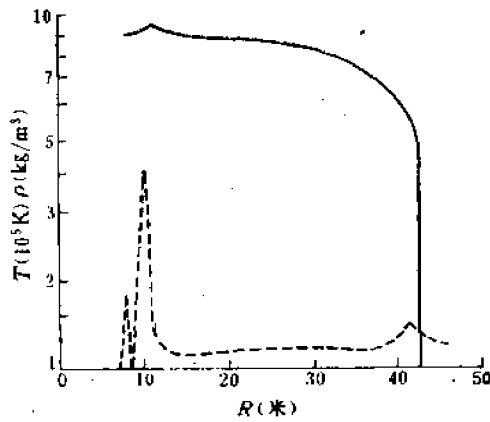


图8-2-2a 早期火球温度、密度的分布
($t = 34 \mu s$)

—— T ; - - - ρ

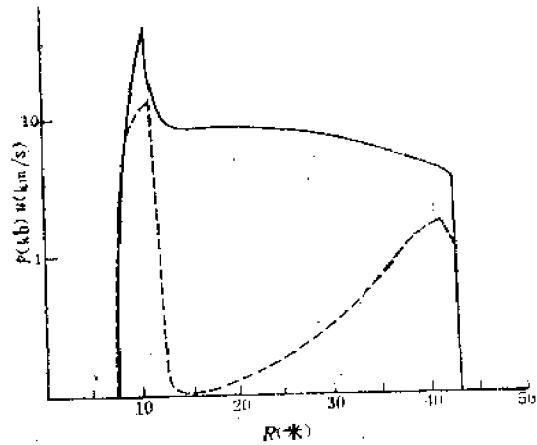


图8-2-2b 早期火球压强和粒子速度分布
($t = 34 \mu s$)

—— P ; - - - u

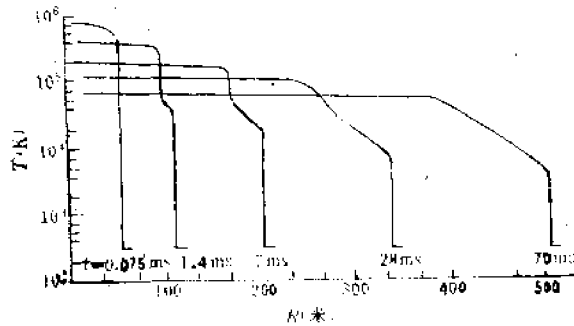


图8-2-3 火球温度随半径的变化

冲击波阵面温度在降低到2000K以前，尽管火球内部的温度仍然很高，但由于冲击波后空气对辐射吸收比较强，阻挡高温核向外辐射，因此从外部观察火球并看不到波后的等温核。在这个过程中，随着冲击波卷入的空气层增厚，火球的亮度（有效温度）便逐渐下降，达到极小值。当阵面温度降低到2000K附近，波阵面本身发光已很微弱，而且对波后辐射的吸收也逐渐减弱，这时便可以看到火球外面有透明层出现，这表明冲击波阵面与火球阵面脱离。通过透明层，可以看到里面发光的火球，不过这时火球本身已无明显的界面。随着冲击波离开火球愈远，波后空气对辐射的吸收反而愈来愈弱，逐渐变为透明，里面的火球一方面逐渐冷却，另一方面却愈来愈看得清楚。从外部观察来看，好象火球又重新燃烧起来，这个过程称为“复燃”。在此过程中，火球的亮度开始回升，逐渐达到极大值，称为最大亮度。由于火球进一步辐射和绝热膨胀冷却，亮度又慢慢下降，直到火球熄灭。从冲击波脱离火球到火球熄灭的整个阶段称为火球的复燃冷却阶段。

在复燃冷却阶段中，由于绝热膨胀，火球继续长大，达到最大半径，其值仅依赖于当量（数据见第一章）。在火球不断增长过程中，火球有明显的上升运动，上升速度可达200米/秒左右，同时，火球由于受到地面反射冲击波的影响，由球形逐渐变为“馒头”形。

在火球的末期冷却过程中，火球发光微弱，其尺寸反而有收缩的趋势，随后由于火球的上升运动和大气湍流混合，成为炽热的烟云。

对于地面爆炸，火球的发展过程和上述空中爆炸的情况基本上相同，但由于爆点附近地形、地物的影响，在早期，火球的图象很不规则，即使在火球发展过程中，这些影响都比较明显。当火球发展得比较大的时候，也并不是半球形，而呈椭球形，水平半径要比垂直半径略大。

四、最后介绍火球的上升运动。在火球的冲击波扩张阶段之前，由于火球内平均密度与周围大气密度相差不多，因而火球并没有明显的上升运动。

当火球发展进入复燃冷却阶段后，火球内部的平均密度明显小于周围大气密度，火球受到大气的浮力作用而上升，当火球达最大半径前后，火球内部平均密度比大气密度小近30倍。整个火球是炽热的，愈向中心密度愈小，近乎真空的“气球”。当量愈大，火球的体积愈大，持续时间也愈长，火球受到的浮力作用时间也愈长，因而火球的上升速度就比较快，反之，当量小，上升速度就慢。

在火球的上升过程中，引起周围空气向火球底部运动，形成强大的余风。由于火球中心密度低于其边缘的密度，因而中心部分上升得快，边缘部分上升得慢。火球不同部位的相对运动，火球和周围大气的相对运动，热对流运动以及地面反射冲击波的影响等，造成很复杂的涡旋及湍流运动，其后果是火球加速上升和变形，因而使得火球上升速度出现极大值，过了极大值后，上升速度逐渐下降，过渡到蘑菇状烟云的上升速度。

作为一种粗略的估算，仅推荐下列公式供参考：

令火球中心上升速度的极大值为 V_M ，与当量的关系为

$$V_M \approx 78Q^{0.18} \text{米/秒} \quad (8.2-1)$$

对应的时刻为

$$t_M \approx 1.34 + 2.3 \times 10^{-3} h \text{秒} \quad (8.2-2)$$

式中 h 为爆炸高度（以米为单位）， t_M 比冲击波从地面返回到火球的时间略长。火球中心上升高度 H 与时间的关系为

$$\Delta H_s = H_s - h = (0.04t_s + 0.64t_s^2 - 0.18t_s^3) V_M t_M, \quad t_s \leq 2, \quad (8.2-3)$$

式中

$$t_s = t/t_M, \quad (8.2-4)$$

H_s 单位为米, 上述结果仅适用于 $h < 5$ 公里的爆炸。

§ 8.3 火球现象

一、火球现象中最能反映其特征的是它的有效温度(也称表观温度)随时间的变化, 参见图 8.3-1 (以当量 20kT 为例)。由图可见, 有效温度变化中出现二个极大, 一个极小。到极小值以前, 对应于辐射扩张和冲击波扩张阶段, 在这个极小值附近冲击波脱离火球。由极小值到第二极大值对应火球复燃阶段, 由第二极大向下为火球冷却阶段。

有效温度的极值也就是火球光辐射全波亮度的极值, 在术语上又常称最大亮度和最小亮度, 其数值与爆炸当量有关。一般说来, 有效温度的第一极大值约在 2×10^4 K 左右, 第二极大值略低于 10^4 K, 极小值在 3×10^3 K 左右, 并随当量增大略有减小。最有意义的是极值出现的时间, 尤其是极小亮度和第二最大亮度到来的时间与当量的关系比较密切, 可以写成如下经验关系:

$$t_m = a_1 Q^b \quad (8.3-1)$$

$$t_M = a_2 Q^c \quad (8.3-2)$$

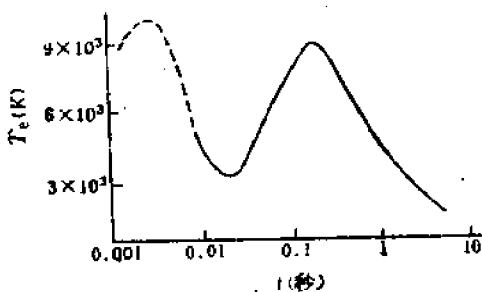


图 8.3-1 有效温度随时间的变化

由于有效温度的测量与仪器敏感的辐射波段有关, 因此经验公式中的常数 a_1, a_2 也就难以唯一的确定, 只有在确定了波段宽度后, 才能唯一确定。

上述有效温度是全波有效温度。对于深入了解火球的光辐射特性, 研究单色有效温度(亮温)随时间的变化规律也是十分有意义的。单色亮温同全波亮温随时间的变化规律极为相似, 差别在于亮温极值出现的时间不尽相同。出现的时间也可以写成 (8.3-1) 和 (8.3-2) 式的经验形式, 但 a, b 的数值皆与波长有关。例如对于 $\lambda \approx 0.65$ 微米的红光, 亮度极值到来时间的经验公式可以写成

$$t_{m.1} = 3.88 \times 10^{-3} Q^{0.44}, \quad (8.3-3)$$

$$t_{m.2} = 25.8 \times 10^{-3} Q^{0.46}, \quad (8.3-4)$$

式中时间单位为秒, Q 单位为千吨。

二、现在引进表征杀伤破坏作用的参量—照度, 它定义为在不同距离上, 接收面的法线方向与辐射平行的单位面积上单位时间内接受到的光辐射能量。如果把火球的辐射近似为黑体辐射, 那么它的亮度应遵循普朗克分布, 即 $B_\lambda(T)$, 令火球的半径为 R_f , 观测点距火球中心的距离为 R , 大气的透过率为 J_λ , 那么达到 R 处的单色辐射能流, 即单色照度 $E_\lambda(T)$ 为

$$E_\lambda(T) = \frac{4\pi^2 R_f^2 B_\lambda(T)}{4\pi R^2} J_\lambda, \quad (8.3-5)$$

全波照度为

$$E = \left(\frac{R_f}{R}\right)^2 J' \sigma T^4, \quad (8.3-6)$$

式中 J' 为全波平均的大气透过率。

关于大气透过率, 在第九、第十两章中还要详细讨论, 这里先讨论常温空气对紫外线区吸收所带来的影响。冷空气对可见光是透明的, 由于氧分子的吸收, 波长小于 0.186 微米的辐射将被截止, 因此当火球温度大于 10^4 K 时, 在普朗克分布中有相当一部分能量被火球周围冷空气所吸收, 只有 f_0 的份额可以进入大气。因此 (8.3-6) 式应改写成

$$E = f_0 J \frac{R_f^2}{R^2} \sigma T^4, \quad (8.3-7)$$

J 为可见光波段的大气透过率, f_0 可近似表示为

$$f_0(\theta) = 25 / (25 + 4.7\theta^2 + 1.6\theta^3), \quad (8.3-8)$$

$\theta = kT$, 单位是电子伏。

应该指出, 只有在考虑早期火球的照度时 f_0 才有意义, 当火球温度低于 10^4 K 时 $f_0 \approx 1$ 。对于火球发光的全过程而言, f_0 并不带来影响。

由于半径 R_f 和亮度 B_f 随时间变化, 因而 E_f 也随时间变化, 其变化规律与 B_f 很相似, 也有两个脉冲。不同点是 $B_f \sim t$ 曲线上第一峰比第二峰高, 因为有效温度的第一极大值比第二极大值高; 而 $E_f \sim t$ 曲线上两峰高度相近, 甚至第一峰比第二峰略低, 这是因为虽然 $B_{f, \dots, 1} > B_{f, \dots, 2}$, 但相应的火球半径比较大, 即 $R_{f, \dots, 1} < R_{f, \dots, 2}$, 故 $E \sim R_f^2 B$ 就比较相近。其次, 照度极大值出现的时间比相应的亮度极大值出现的时间晚, 而照度极小值出现的时间比亮度极小值出现的时间要早 (对于万吨级以上当量)。因为 $E \sim R_f^2 B$, 照度极值出现时间满足

$$\frac{dE}{dt} \sim R_f^2 \frac{dB}{dt} + 2R_f \frac{dR_f}{dt} \cdot B = 0,$$

且

$$\frac{dR_f}{dt} > 0,$$

故有

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{2B}{R_f} \frac{dR_f}{dt} < 0,$$

这就说明了照度与亮度极值出现时间的差异。

照度极值到来的时间与当量的关系仍可以写成上述形式的经验公式。例如以 $\lambda \approx 0.65$ 微米为例

$$\text{最小照度: } t_{\dots, 1} = 3.95 \times 10^{-3} Q^{0.42} \quad (8.3-9)$$

$$\text{第二最大照度: } t_{\dots, 2} = 34.8 \times 10^{-3} Q^{0.42} \quad (8.3-10)$$

单位同 (8.3-3) 和 (8.3-4) 式。

三、图 8.3-1 是处理过的理想化曲线, 实际情况是在第一极大值出现以前, 还存在另外的亮度峰值, 它对应的火球半径较小, 对于百万吨大当量爆炸也只有 (20—30) 米, 出现的时间也比较早, 约几微秒, 这可能是 X 射线火球的有效温度的峰值。

过了第二极大值后, 也不是平滑下降的, 会出现一个甚至多个比前两个亮度峰值较小的

峰值亮度。曲线的这些涨落，是由于火球进一步冷却变得透明后，可以看到某些弹体碎块蒸汽，它们的温度仍然高于周围空气的温度，因而表现出这种现象。由于每次爆炸中弹体蒸汽团的大小和形状都不同，因此还难以找出这些次亮度峰值的规律。

§ 8.4 X射线火球

核爆炸早期（1—2）微秒前X射线火球的理论分析遇到了非平衡辐射的困难，因此迄今没有见到关于X射线火球定量分析的报导。最近G. C. Pomraning⁽³⁾提供了一个粗略的半定量的理论分析。本节即以该文献为基础讨论X射线火球的发展过程。

X射线火球的发展分为两个阶段：火球燃烧阶段和非平衡辐射扩张阶段。根据X射线在冷、热空气中自由程的特点，在爆炸源释放X射线的瞬间是以光速加热空气，而后以比光速低的速度对冷空气加热，使得以 R_1 为半径的球体内空气燃烧成温度为 T_1 的火球。燃烧停止后，虽然爆炸源继续供给少数能量，但主要由火球内的非平衡扩张过程决定火球的发展，这个阶段的火球发展速度显著减慢。

现在先介绍X射线自由程，然后再介绍两个阶段的近似理论分析。

一、X射线在冷空气中的吸收系数与波长有关，可以写成

$$\mu_x = \rho K_x = A \frac{\rho}{\rho_0} \lambda^n \quad (\text{厘米}^{-1}), \quad (8.4-1)$$

式中 A ， n 为常数， μ_x 的计算结果参见图8.4-1。

对于温度为 T 的热空气，X射线的平均吸收系数 μ_x 近似为与 T 的三次方成反比，即

$$\mu_x = \mu_b \left(\frac{T_b}{T} \right)^3 \quad \text{或} \quad K = K_b \left(\frac{T_b}{T} \right)^3, \quad (8.4-2)$$

式中 μ_b ， T_b 为常数，在正常密度 $\rho_0 = 1.29 \times 10^{-3}$ 克/厘米³下，自由程为

$$\lambda_x = l_b \left(\frac{T}{T_b} \right)^3, \quad (8.4-3)$$

式中

$$l_b = 1/(\rho_0 K_b) = \mu_b^{-1}. \quad (8.4-4)$$

如果选定 $T_b = 4 \times 10^5$ K，则 $K_b = 0.23$ (厘米²/克)， $l_b = 3 \times 10^3$ 厘米。

二、通常可以把核装置近似为释放能量的点源，释放能量时间过程用 $f(t)$ 来表示，释放出的总X射线能量为 Y ，那么X射线能量释放率 \dot{Y} 为

$$\dot{Y} = Y f(t), \quad (8.4-5)$$

显然

$$\int_0^{\infty} f(t) dt = 1, \quad (8.4-6)$$

$f(t)$ 的形式与核装置密切相关，第一章中介绍的S装置的 $f(t)$ 可参见图1.1-1。 Y 与爆炸当量 Q 的关系也与装置的设计有关，据国外文献报道，既可以达到很高的份额，例如说 $Y = 0.7Q$ ，也可以达到基本上不发射X射线，即 $Y = 0$ 。一般情况下，都具有一定份额的X射线，其份额在0.7—0之间。

当核爆炸开始后,随着能量的释放,X射线将对周围的空气加热。当空气加热到 $4 \times 10^8 \text{K}$ 时,这样高温下的空气中X射线的自由程为30米,远大于X射线火球的半径,因此达到此温度后,火球就不再升温,这个温度不妨称为空气的燃烧温度 T_b 。冷空气达到这个温度所需的能量为 $w = 4.96 \times 10^{11}$ 尔格/厘米³。在达到 T_b 之前的初始时刻,可以近似认为X射线加热所造成的火球边界 R_f 是以光速 c 向外传播。当点源附近空气温度达到 T_b 后,火球内部温度保持在 T_b ,但边界上有一定的温度分布,仍然靠X射线对冷空气一层一层的加热,这时火球的膨胀速度不会再是光速,略小于光速,并且由边界层的能量交换过程来决定。随着火球的发展,由于火球体积的增加和向外辐射,从源接受来的能量已不能再使温度为 T_b 的半径继续扩大,形象地说,火球的燃烧阶段已经结束。这时火球辐射仍然是非平衡的,但大体可以看成非平衡辐射扩张过程,火球的膨胀速度急剧下降,温度从 T_b 也急剧下降。

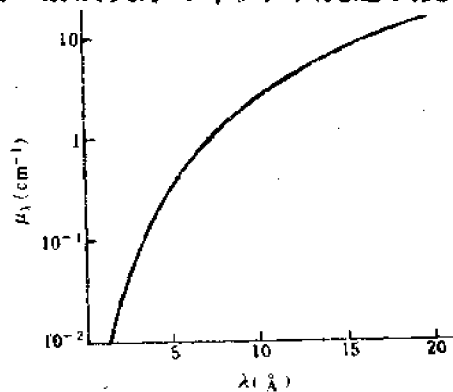


图8.4-1 冷空气对X射线的吸收系数随波长的变化

当点源停止释放能量,火球半径比较大,所包含的空气质量已足够多,辐射自由程随温度降低而逐渐减小的条件下,可以用辐射扩张过程来近似描述火球发展。

三、在火球的燃烧和继后的扩张过程中,表征火球的能量状态,除了需要考虑物质的比内能 $\epsilon = c_v T$,和非平衡辐射能量密度 U 外,还需要考虑从点源吸收和火球自身吸收辐射所造成的迁移能量密度 U_s 。

在火球燃烧过程中,若迁移能流为 $U_s c$, dt 时间内迁移的能量使得火球边界上单位面积厚为 dR_f 的薄层内的空气升温到燃烧温度 T_b ,所需的能量为 $w dR_f$,而且迁移能量密度 U_s 增加为 $U_s dR_f$ 。由能量平衡可得

$$(U_s + w) dR_f = U_s c dt,$$

或

$$\frac{dR_f}{dt} = \frac{U_s c}{U_s + w}. \quad (8.4-7)$$

迁移能量密度 U_s 的定义为

$$U_s = \frac{1}{4\pi R_f^2 c} Y f(t) - \frac{1}{4\pi R_f^2 c} \int 4\pi R^2 q dR, \quad (8.4-8)$$

式中 q 为单位体积内辐射能的时间变化率,

$$q = \mu_s c (aT_b^4 - U). \quad (8.4-9)$$

由于X射线火球内部是等温的,而且 $\mu_s R_f < 1$,因此 U 与 R 无关,因而火球的辐射能的时间变化率应等于

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} R_f^3 U \right) = \frac{4}{3} \pi R_f^3 q, \quad (8.4-10)$$

将(8.4-9)式代入,积分后得

$$\frac{4}{3}R_1^3 U = \mu_1 c a T_1^4 \int_0^t \frac{4\pi}{3} R_1^3(t') e^{-\mu_1 c (t-t')} dt', \quad (8.4-11)$$

(8.4-7), (8.4-8) 和 (8.4-11) 式构成描述火球燃烧过程的方程组。因为考虑的是早期现象, (8.4-8) 式中应考虑辐射传播的推迟效应, 那么式中 t 应理解为推迟时间, 即 $t_1 = t - R/c$ 。

解上述方程组所需的初值条件为

$$t = 0, R_1 = 0, \frac{dR_1}{dt} = c, U = 0, \quad (8.4-12)$$

再根据有效温度的定义

$$aT_1^4 = U \quad (8.4-13)$$

可以估算有效温度 T_1 随时间的变化。

由 (8.4-7) 式可以看出 X 射线火球发展速度的定性特征, 当 $w \ll U$ 时, $dR_1/dt = c$, 即开始阶段。火球发展速度接近光速, 当 U 逐渐减小, 发展速度也就小于光速。

四、当火球燃烧过程结束后, 可用非平衡辐射扩散理论来描述。含点源的能量扩散方程在球坐标下可以写成

$$\frac{\partial}{\partial t} (c_0 T + U + U_s) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 S) = \frac{Yf(t)}{4\pi R^2} \delta(R), \quad (8.4-14)$$

式中 c_0 假定为常数, $\delta(R)$ 为狄拉克函数, 定义为

$$\int_a^b \delta(R) dR = \begin{cases} 1, & a=0, b>0 \\ 0, & a, b>0 \end{cases} \quad (8.4-15)$$

且

$$S = -\frac{c\lambda_s}{3} \frac{\partial U}{\partial R}. \quad (8.4-16)$$

假定非平衡辐射能密度与平衡能密度之比 e 与 R 无关, 写成

$$U = e a T^4, \quad (8.4-17)$$

将上式和 (8.4-3) 式代入 (8.4-16) 式, 再代入 (8.4-14) 式, 得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (c_0 T + U + U_s) &= \frac{1}{4\pi R^2} Yf(t) \delta(R) + \frac{4c\lambda_s}{21T_1^4} \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \\ &\times \left[R^2 \frac{\partial}{\partial R} (T^3 U) \right]. \end{aligned} \quad (8.4-18)$$

将上式对体积积分, 利用

$$\int_0^\infty \delta(R) dR = 1, \quad (8.4-19)$$

并利用火球内部 T, U_s, U 与 R 无关的特点, 则 (8.4-18) 式可以化为

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{4\pi}{3} R_1^3 (c_0 T + U + U_s) \right] = Yf(t), \quad (8.4-20)$$

类似地，以 R^3 乘(8·4-18)式并对 R 积分，则

$$\frac{d}{dt}[R_f^3(c_p T + U + U_s)] = \frac{16cl_b}{21T_b^3} R^2 \dot{T}^3 U \quad (8\cdot4-21)$$

(8·4-20)式中左端第一项为物质内能，第二项为辐射能，第三项为迁移能的时间变化率。由能量平衡方程可知，前两项应分别等于整个火球体积单位时间所吸收的能量，第三项等于由源吸收和辐射出的能量差，即

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{4\pi}{3}R_f^3 c_p T\right) = \mu_s c \frac{4\pi}{3}R_f^3(U + U_s - aT^4), \quad (8\cdot4-22)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{4\pi}{3}R_f^3 U\right) = \mu_s c \frac{4\pi}{3}R_f^3(aT^4 - U), \quad (8\cdot4-23)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{4\pi}{3}R_f^3 U_s\right) = -\mu_s c \frac{4\pi}{3}R_f^3 U_s + Yf(t), \quad (8\cdot4-24)$$

(8·4-21) — (8·4-24)式和(8·4-2)式构成了求解未知量 R 、 T 、 U 、 U_s 的方程组，数值求解中可用燃烧过程结束时，即(三)中所提供的相应的值为初值。

五、文献[3]给出了 $Y = 4000\text{kT}$ ，爆高为1米的X射线火球的燃烧过程和非平衡辐射扩张过程 $R_f(t)$ 、和 $T_e(t)$ 的结果，如图8·4-2和8·4-3所示。火球发展速度见表8·4-1，在0.2微秒前，略小于光速，以后迅速下降。如果爆高取1000米，燃烧阶段的计算结果和几个图所给的结果基本一致；在非平衡辐射扩张阶段，其差别仅在于考虑地面影响后能量加倍，使 $R_f(t)$ 略有加大，对 $T_e(t)$ 影响不大。

计算中所用的 $f(t)$ 采取如下的解析形式

$$f(t) = \frac{2\beta}{\pi} e^{\beta(t-t_0)} / [1 + e^{2\beta(t-t_0)}], \quad (8\cdot4-25)$$

式中

$$t_0 = 6 \times 10^{-2} \mu\text{s}, \quad \beta = 1.667 \times 10^2 (\mu\text{s})^{-1}.$$

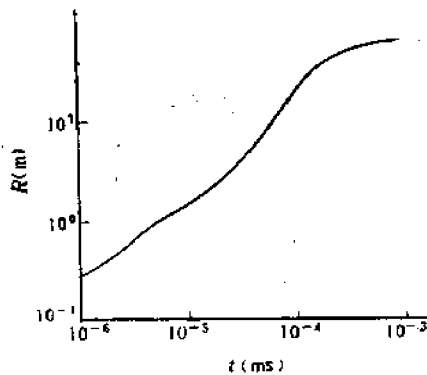


图8·4-2 X射线火球半径 R_f 随时间变化

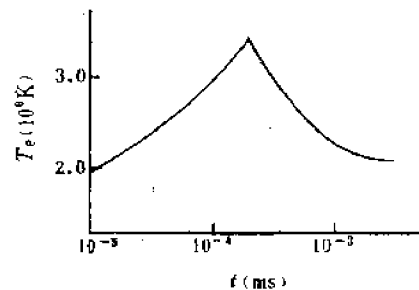


图8·4-3 X射线火球的有效温度 T_e 随时间变化

表8-4-1 X射线火球发展速度 (公里/秒)

$t(\text{ms})$	10^{-6}	10^{-3}	10^{-4}	1.5×10^{-4}	5×10^{-4}	10^{-3}
R	2.6×10^5	9×10^4	2.2×10^5	2.3×10^5	1.6×10^4	7×10^3

计算结果的主要特征是, 燃烧完成的时间为 $0.187\mu\text{s}$, 在这个时刻有效温度达最大值约 $3 \times 10^6 \text{K}$, 而后转入非平衡辐射扩张过程。

在燃烧过程中, R_i 随 t 增长比较快, 同时速度出现一个极小值, 在燃烧过程即将结束前出现一个极大值。速度的两个极值相差(2—3)倍, 在接近结束前, $R_i(t)$ 可以拟合成

$$R_i \sim t^n, \quad n \approx 1.2 - 2.$$

在非平衡扩张过程中, 速度迅速下降, R_i 随 t 变化缓慢得多, 可以近似表为

$$R_i = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^n, \quad n \approx \frac{1}{5}, \quad (8-4-26)$$

式中 t_0 、 R_0 分别为燃烧过程完成时的时间和半径。 R_0 可以按下式估算

$$R_0 \approx (1.6 - 2) Q^{1/3}, \quad (8-4-27)$$

式中 Q 的单位为千吨, R_0 的单位为米。

在整个X射线火球发展过程中, 燃烧过程持续约(0.1—0.2)微秒, 非平衡辐射扩张过程也只在约1~2微秒时间内反映火球的发展特征。

§ 8.5 辐射扩张阶段, 冲击波扩张阶段

一、当火球半径随着非平衡辐射扩张过程进一步增大以后, 温度也随着降低, 热空气中辐射的射自由程也随着减小, 火球在其边界附近变成光学厚的。其结果是火球内部的向外辐射迁移的能量减小, 相应的, 火球发展速度也减慢许多。由于火球阵面是光学厚的, 平衡辐射波理论可以用来近似描述这个阶段的火球发展规律。

对于辐射波, 它的走时关系为(见§ 7-9)

$$R_i = R_0 Q^{n/3m+2} t^{1/3m+2}, \quad (8-5-1)$$

式中 R_0 为常数, $n = m + 3$, m 由罗西兰自由程 λ_R 与 T 的关系决定。在不同的温度, 不同的压缩比的范围内, m 的值并不相同, 在大于 10^6K 的高温, 常密度下空气 m 取3, (7-9-31)式给出了结果。用这个结果和数值计算结果比较表明: (7-9-31)式描述的辐射波速度过慢, 这可能是高温下空气的内能不是温度的线性函数, 以及压缩比对 m 取值的影响所致。如果将 m 值取为1.5, 则

$$R_i = R_0 Q^{0.29} t^{1/15.6}. \quad (8-5-2)$$

这个结果似能近似描述百万吨以上大当量爆炸(1—2)微秒以后的辐射扩张过程, 相当于图8-2-1曲线中比较平坦的一段。

在辐射扩张过程中, 辐射阵面的温度剖面为

$$T = T_0 \left[1 - \left(\frac{R}{R_i} \right)^2 \right]^{1/4.6}. \quad (8-5-3)$$

关于 T 、 p 、 v 、 ρ 的辐射流体力学数值计算结果可参见图8-2-2。

在早期, 密度是连续通过阵面的, 随着辐射波的扩张, 密度通过阵面逐渐有突变, 压缩

比向强冲击波的经典值 $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}$ 过渡。在此过渡过程中，一方面指数 m 值下降，另一方面流体力学过程逐渐起作用，直到火球的发展主要决定于冲击波扩张为止。反映在 $R \sim t^n$ 的关系中，指数 n 逐渐增大，最大为理想气体点爆炸自模拟解的值， $n = \frac{2}{5}$ 。

如果我们对自模拟解中不同时刻用不同 γ 的理想气体来逼近真实大气，那么冲击波扩张阶段， $R(t)$ 可以写成

$$R_f = 239 Q^{0.21} t^{0.37} \text{ (米)}, \quad (8.5-4)$$

$$D = 88.4 Q^{0.21} t^{-0.63} \text{ (米/秒)}, \quad (8.5-5)$$

即 n 值略小于 $\frac{2}{5}$ 。

过渡阶段结束，冲击波形成，这时冲击波的半径可用文献[2]引用的结果，现将它改写为

$$R_{f_0} \approx 5 Q^{1/3}. \quad (8.5-6)$$

如果认为冲击波形成后，就满足 (8.5-4) 式，则形成冲击波的时间为

$$t_{f_0} \approx 3 \times 10^{-8} Q^{1/3} \quad (8.5-7)$$

相应的波阵面速度 $D \approx 62$ 公里/秒，阵面温度 $T_f \approx 1.8 \times 10^5 \text{ K}$ 。尽管冲击波形成的时间和距离有赖于当量，但形成时的波速和温度则与当量关系不大。

冲击波形成后，它的阵面已是亚临界激波，临界激波的波速取 $D \approx 90$ 公里/秒。如果把从临界激波到形成冲击波的过程，看成辐射扩张向冲击波扩张过程的过渡阶段，且勉强认为 (8.5-4) 式仍然成立时，就可以估算出临界激波出现的时间和火球半径，即

$$t_c \approx 1.8 \times 10^{-8} Q^{1/3}, \quad R_c \approx 4 Q^{1/3}. \quad (8.5-8)$$

应该指出，在冲击波形成前后，用 (8.5-4) 式来描述火球阵面的走时关系比较粗略一些，不同时刻的火球发展速度略小于 (8.5-5) 式所求得值，这样才能和辐射扩张阶段的 (8.5-2) 式相衔接。辐射流体力学的计算结果也证实这一点，但是作为一种估算仍然是可行的。

二、现在讨论火球在冲击波扩张阶段的光辐射特点。

由于 $\lambda \leq 0.186$ 微米的光辐射在火球阵面附近被冷空气所吸收，因此当火球表面温度高于 10^4 K 时，对于近似为黑体的火球，有相当一部分能量处于紫外区，这部分能量将使火球阵面前的冷空气加热，形成一个辐射冲击波所特有的热先驱波。当光子能量在 10 eV 到 100 eV 区间，冷空气的平均吸收系数约为 10 到 100 厘米^{-1} ，或平均自由程 $\approx (10^{-1} - 10^{-2}) \text{ 厘米}$ ，这个厚度近似为热先驱波的厚度 Δx 。

表 8.5-1 $\lambda = 0.85$ 微米的吸收系数和自由程随温度的变化

T (10^3 K)	15	17	20	30	50	100
μ_v (cm^{-1})	4.1	13.5	60	290	350	2×10^3
λ_v (cm)	0.25	7.4×10^{-2}	1.66×10^{-2}	3.45×10^{-3}	2.85×10^{-3}	5×10^{-4}

加热后空气对可见光有明显的吸收，并随空气层温度的增加而加强，为了看出其基本特征，表8-5-1给出了 $\lambda = 0.65$ 微米的空气吸收系数随温度的变化。因此，当辐射激波温度 T_1 增大后，除了波阵面结构有如§7-11所讨论的特点外，它的表面亮度先是随 T_1 线性增加，达到最大亮度后， T_1 再增加，亮度反而减小，饱和有效温度约 2×10^4 K附近。

当 $T_1 > 10^5$ K时，波前的热先驱波的厚度继续增加，当 $T_1 > T_*$ 时，其厚度可由(7-11-52)式估算。对于 $\lambda = 0.65$ 微米的红光而言，当其自由程 $\lambda_f(T^*)$ 小于或等于这个厚度时，波后的辐射将完全被先驱波中热空气所屏蔽。从外能观察到的亮度只能是温度为 T^* 的热空气层向外的辐射。由表8-5-1可看出， T^* 约在 1.7×10^4 K— 2×10^4 K之间，示意如图8-5-1。当 $T < T^*$ ，热空气层是透明的，当 $T > T^*$ ，热空气层将阻挡可见光向外辐射。

现将火球表面的任一面元近似地看成平面，则平面辐射层的能流由(7-6-12)式给出。再由单色有效亮温 T_e 的定义(7-8-7)式，可以求得单色有效亮温。辐射先驱波的温度 T_e 与波后温度 T_1 的关系为(7-11-38)式，即

$$\rho_0 D(T_1) \epsilon(T_e) = \sigma T_1^4, \quad (8-5-9)$$

由此式求得的数据见表7-11-1。

空气的比内能与温度的关系并不是线性的，因而先驱波区内的 T 的分布(7-11-41)式应写成比内能分布的形式：

$$\epsilon = \epsilon_0 e^{-\sqrt{s} r_v}, \quad (8-5-10)$$

而 $\epsilon(T)$ 由状态方程给出。利用表8-5-1提供的吸收系数，算出的 T_e 与 T_1 的关系见表8-5-2，同时图8-5-2给出了 T_e 、 T_1 和 T_1 、 D 的关系曲线。由图可见，当 $T_1 < 9 \times 10^4$ K时， T_e 基本上和 T_1 一致，当 $T_1 \approx 9 \times 10^4$ K时，最大亮度 $T_e \approx 8 \times 10^4$ K，随后当 T_1 略有增加， T_e 明显下降到约 2×10^4 K。

表8-5-2 T_e 与 T_1 的关系

T_1 (10^5 K)	50	100	150	285
T_e (10^5 K)	50	84	25	22

虽然以上是对 $\lambda = 0.65$ 微米的计算结果，但基本上能够反映火球辐射可见光的特征。

三、冲击波在火球发展过程中形成时的温度 $T_1 \approx 1.8 \times 10^6$ K，波阵面为亚临界辐射激波，它的有效温度 $T_e \approx 2 \times 10^4$ K，这就是由于辐射激波使得火球出现的最小亮度，称作辐射激波最小亮度，它出现的时间可由(8-5-7)式作为估算，即

$$t_{R_m} \approx 3 \times 10^{-6} Q^{1/3}. \quad (8-5-11)$$

如果考虑到冲击波形成后，波前先驱波形成尚需一段时间，则上述公式算得的时间比实际出现的时间略早一些。

随着冲击波的传播， T_1 下降，当 T_1 降低到 9×10^4 K，亮温达极大，这个亮温极值可称为冲击波形成时最大亮度。它是波前先驱波消失，波阵面完全裸露后出现的最大亮度，通常又称第一最大亮度，对应的波速 $D \approx 35$ 公里/秒。在极值附近，冲击波走时关系(8-5-4)式应能较好的反映这个过程。将 D 的数据代入(8-5-4)式，可得冲击波最大亮度到来的时间

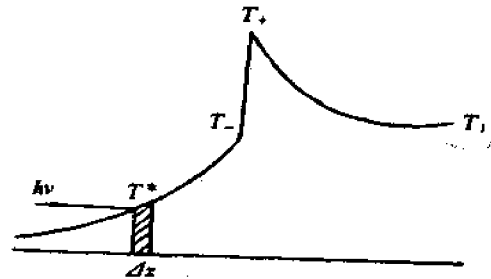


图8-5-1 饱和亮度示意图

$$t_{m1} \approx 0.9 \times 10^{-4} Q^{1/3}, \quad (8.5-12)$$

对应的火球半径为

$$R_{m1} \approx 7.6 Q^{1/3}. \quad (8.5-13)$$

实测结果表明，对于几十千吨以下当量，这个结果与实际尚符合；当量比较大时，符合得并不好。其原因在于自模拟解对于光学现象并不成立，立方根相似律也不再成立。如果将(8.5-12)和(8.5-13)式中 $Q^{0.33}$ 分别换为 $Q^{0.44}$ ， $Q^{0.37}$ 去推广当量的适用范围，可以改善与实际符合的程度。

四、现在可以将冲击波形成时最大亮度（即第一最大亮度）出现之前火球的温度随时间的变化归纳如下：火球的非平衡辐射扩张阶段之初，火球的有效温度 T_e 出现一个极大， $T_e \approx 3 \times 10^6 \text{ K}$ ，可以称为X射线火球最大亮度，而后 T_e 随着火球辐射扩张而下降，当过渡到冲击波扩张阶段前后， T_e 达最小值， $T_e \approx 2 \times 10^4 \text{ K}$ ，即辐射激波最小亮度，而后又升高达极大值， $T_e \approx 8 \times 10^4 \text{ K}$ 。考虑到空气对波长小于0.186微米的吸收，实测值要小于上述值，示意如图8.5-3，图中没有绘出X射线火球的最大亮度，可参见图8.4-4。

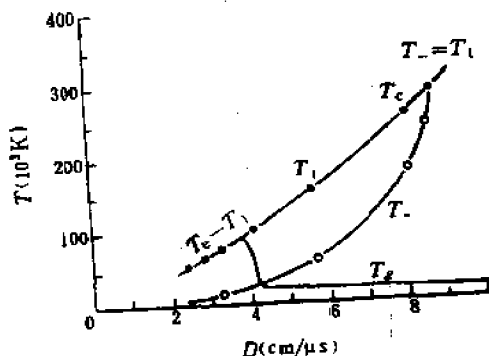


图8.5-2 T_e 、 T_1 与 T_2 、 D 的关系

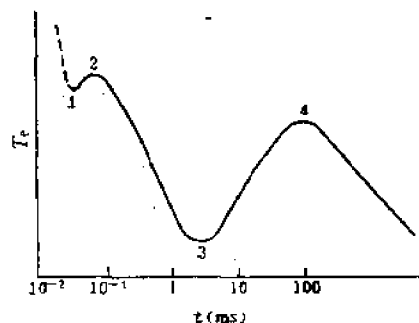


图8.5-3 火球有效温度随时间变化示意图
1——辐射激波最小亮度；2——第一最大亮度；
3——最小亮度；4——第二最大亮度；
-----近似分析结果

辐射激波最小亮度出现时，冲击波已经形成，因而可用冲击波形成的时间(8.5-7)式来估算此最小亮度到来的时间。

实际上，通常试验中所能观察到的只有第一、第二最大亮度和最小亮度，能准确测量其时间的是后两种。但是在数百万吨大当量爆炸的条件下，X射线火球最大亮度虽然出现得很早，只有0.1—0.2微秒量级，但 $T_e > 10^5 \text{ K}$ 的持续时间可达微秒量级，见图8.4-4，对应的火球半径可达几十米，见图8.4-2，因此有可能观察到这个亮度极值。

现在接着分析与X射线火球最大亮度对应的照度。在可见光范围内单色照度(8.3-5)式可以化为

$$E_{\lambda} \sim \frac{R_1^2}{R^2} T_e,$$

式中 $B_{\lambda}(T)$ 采用了 $h\nu \ll kT$ 的雷利—琼斯展开。虽然X射线火球最大亮度时的温度高达百万度，但火球半径 R_1 远小于观察点的距离 R ，因而照度 E_{λ} 反映不出这个亮度的极值。

§ 8.6 火球的辐射流体力学

一、从前面介绍的火球发展过程和现象可以看到，除了爆炸早期辐射迁移过程比流体力学变化过程快得多以致可以忽略后一过程外，整个火球发展都是辐射迁移和流体力学变化相耦合的过程，从时间上讲，大体在亮度第一极大出现前后，就必须考虑火球的辐射流体力学。理论和实践比较表明：辐射流体力学确实基本上能够描述亮度第一极大以后的火球发展全过程和主要现象。

辐射流体力学得以成立的基础要求系统是定域热力学平衡的，因为只有这样，许多热力学量才有意义。对于所讨论的高度不超过几公里的爆炸而言，这个要求一般都能满足。但是，当爆炸高度达数十甚至百公里时，空气密度小了好几个量级，就不能再沿用这个假定，故此本章所介绍的有关结果不能应用到高空爆炸。

对于空爆火球，可以用一维球对称的辐射流体力学方程组描述，核装置可以近似为球体。尽管组成核装置的材料是复杂的，但可以用铁来等效。那么装置爆炸后的初始密度、压强、温度可以通过铁的状态方程求出，其辐射特性通过铁的自由程给出，核装置外则为静止大气。这个模型与真实爆炸相近，但是由于辐射迁移方程还只能近似求解，例如用辐射扩散或辐射热传导近似，因此它仍然难于准确描述第一最大亮度前的现象和过程。

如果舍去核装置而以温度为 $(3-4) \times 10^6 \text{K}$ 的 X 射线火球作为爆源，那么问题可以简化许多。在这个模型中，不计装置的质量，讨论的只是一个高温空气团向外辐射和膨胀问题。只要用空气的状态方程和辐射自由程，只存在一个边界，即火球界面，无需考虑装置和空气的界面——即接触间断。做了这样的简化后，对于主要计算结果并没有什么影响。当然，考虑核装置后，可以提供一些细节，例如等温激波（弹体激波）、二次激波等，但为了简化讨论，这里仅以这一模型建立方程组。

二、关于辐射流体力学方程组，在 § 7.10 已经讨论过，这里主要讨论能量方程(7.10-6)式。在一维球对称的拉格朗日坐标下，能量方程可以简化写成

$$\frac{\partial e}{\partial t} - \frac{p}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \dot{Q}/\rho, \quad (8.6-1)$$

或用比容 V ，（即 (3.3-23) 式）

$$\frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial V}{\partial t} = V \dot{Q}, \quad (8.6-2)$$

式中 e 、 p 为辐射场和物质的总比内能和压强， \dot{Q} 为辐射迁移引起的热源，即单位体积单位时间释放的能量。

困难就在于通过辐射迁移方程求得 \dot{Q} ，一般情况下

$$\dot{Q} = -\nabla \cdot \vec{S}. \quad (8.6-3)$$

现在还不能求得描述火球全过程的 \vec{S} 的一般表达式，只能根据火球发展的不同阶段的光学性质给出 \vec{S} 的近似表达式。

显然，当火球满足准各向同性和光学厚条件时，辐射热传导近似成立，则

$$\vec{S} = -\frac{\lambda_R c}{3} \nabla(aT^4), \quad (8-6-4)$$

这个近似只能在火球阵面温度高于 $1.2 \times 10^4 \text{ K}$ 时成立。

当阵面温度降低到 $1.2 \times 10^4 \text{ K}$ 以下时，光学厚的假定不再成立，火球表面光厚逐渐变薄，应该由迁移方程求解。对于平面辐射层，可以采用 § 7-6 的结果，自表面向外辐射的能流（见 (7-6-10) 和 (7-6-11) 式）为

$$\begin{aligned} S_+ &= \int S_{+,v} dv = 2\pi \int_0^\infty \int_0^{\tau_p} B_v E_2(\tau_p - \tau'_v) dv d\tau'_v, \\ &\approx 2\sigma \int_0^{\tau_p} T^4(\tau'_v) E_2(\tau_p - \tau'_v) d\tau'_v, \end{aligned} \quad (8-6-5)$$

式中

$$d\tau_p = \mu_p dx, \quad \mu_p = \frac{\int \mu'_v B_v d_v}{\int B_v d_v} \quad (8-6-6)$$

为吸收系数的普朗克平均。同样自外向表面层的能流为

$$S_- = -2\sigma \int_{\tau_p}^\infty T^4(\tau'_v) E_2(\tau'_v - \tau_p) d\tau'_v, \quad (8-6-7)$$

在火球表面，上式取 $\tau_p \rightarrow \infty$ ，则

$$S_- = 0, \quad (8-6-8)$$

$$S_+ = 2\sigma \int_0^\infty T^4(\tau'_v) E_2(\tau'_v) d\tau'_v. \quad (8-6-9)$$

恰恰在光学薄时， μ_p^{-1} 可以和火球半径相比较，把火球某一层近似为平面层已不再成立，必须考虑球坐标下的解，这一点还比较困难。这里直接沿用球坐标下

$$\dot{Q} = -\nabla \cdot \vec{S} = -\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} R^2 S, \quad (8-6-10)$$

而

$$S = S_+ + S_-, \quad (8-6-11)$$

这种近似可以考虑球面影响。

在上述近似下，火球的辐射流体力学方程组可以写成

$$\rho^{-1} = V = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{\partial R}{\partial r}, \quad (8-6-12)$$

$$u = \frac{\partial R}{\partial t}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{\partial(p+q)}{\partial r}, \quad (8-6-13)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + (p+q) \frac{\partial V}{\partial t} = V \dot{Q}, \quad (8-6-14)$$

式中 q 为人造粘性, \dot{Q} 为 (8.6-4) 式或 (8.6-10) 式, 视温度而定。

空气的状态方程和 λ_R , λ_p 以及初始条件在前面几章中已分别讨论过, 这里不再重复。

最后还要讨论一下有效温度的计算。平面辐射的单色有效温度的计算公式 (7.8-7) 式需要参照 (8.6-10) 式的近似考虑球面因素, 即

$$\frac{1}{e^{h\nu/kT_e} - 1} = \frac{2}{R^2} \int_0^{R'} \frac{R'^2}{e^{h\nu/kT(R')} - 1} E_2(\tau'_v) d\tau'_v, \quad (8.6-15)$$

$$d\tau'_v = \mu'_v dR'; \quad \tau'_v = \int_R^{R'} \mu'_v dR', \quad (8.6-16)$$

τ'_v 为自火球表面算起的光学厚度。

有了上述方程组和定解条件, 在给定释放能量 E 的条件下, 可以通过数值求解, 求得描述火球特征的诸参量以及冲击波的诸参量的变化规律。关于冲击波的传播规律在第三章中已做过详细讨论, 下面诸节, 则侧重介绍有关火球的一些主要结果。

§ 8.7 辐射流体力学有关火球的计算结果

一、§ 8.2 中图 8.2-1 给出了火球半径随时间的变化, R 随时间变化的快慢明显标志出 X 射线火球, 辐射扩张及其向冲击波扩张阶段的过渡, 也可以明显看出弹体激波赶上火球阵面的过程。§ 8.5 中所介绍的近似理论虽然不能描述火球发展的全过程, 但对于认识相应过程的物理图象和估算某些参数是有益的。

为了看出冲击波阵面 R_s 、等温球阵面 R_i 和以 2000K 为边界的火球阵面 R_f 随时间的变化, 图 8.7-1 给出了 $E = 20$ 千吨在海平面爆炸的计算结果。

由图可见, 在冲击波形成以后, 火球表面以冲击波速度向外扩张, 而等温球界面的扩张速度明显减慢, 进而逐渐消失。当冲击波发光阶段结束后, 波后的火球已无明显界面。如果仍以 2000K 作为火球的界面则可以看出火球发展速度逐渐减慢, 而后趋向缩小。

冲击波脱离火球的半径和时间可以估算如下:

$$R_M \approx 38Q^{0.38}; \quad t_M = 5.76 \times 10^{-3} Q^{0.44}. \quad (8.7-1)$$

图 8.7-2 给出 $\lambda = 0.65$ 微米的单色有效温度 T_{λ} 随时间的变化

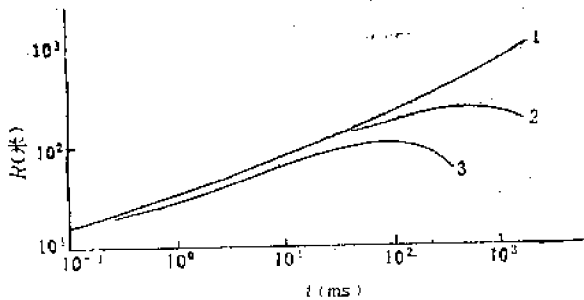


图 8.7-1 R_s 、 R_f 、 R_i 随时间的变化
1 — R_s ; 2 — R_f ; 3 — R_i

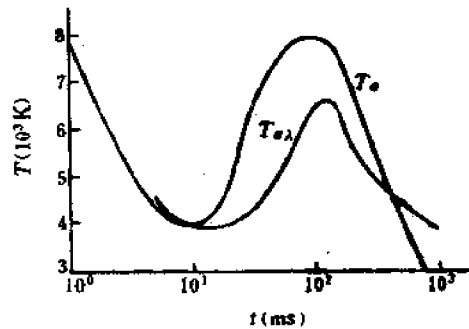


图 8.7-2 T_e 、 T_{λ} 随时间的变化
1 — T_{λ} ; 2 — T_e

以上列举的结果，除了等温球半径 $R_e(t)$ 外，都是可以观察到的现象。实际观察表明：图8·7-1和§8·2中的诸图相当真实地反映了核爆炸火球的现象。其特征量和极值到来时间，例如 T_e 和 T_s 的极值出现时间同实测结果在误差范围内是符合得很好的。这就表明辐射流体力学确实可以描述火球发展的主要过程。

二、关于火球内部的有关参量分布，已在§8·2中介绍了文献[2]所提供的有关结果，即图8·2-1到8·2-3，它反映早期辐射扩张阶段的火球内部参量的剖面。

图8·7-3、8·7-4给出了 $E = 20$ 千吨爆炸条件下冲击波扩张阶段不同时刻 ρ 、 T 的空间分布（因为压强 p 的空间分布与第三章中结果相同，这里不再给出）。由图可以看出火球在这个阶段的结构。

在火球表面， p 、 ρ 、 T 都具有经典激波所具有的强间断。在内部，等温球表面有明显的温度跃变，进入等温球内部， p 、 ρ 、 T 都是均匀分布的，且随着时间单调下降， ρ/ρ_0 可减小达 10^{-2} ，可见火球内部是极其稀薄的。在火球表面与等温球表面这个壳层间， p 、 ρ 明显下降， T 却明显上升。

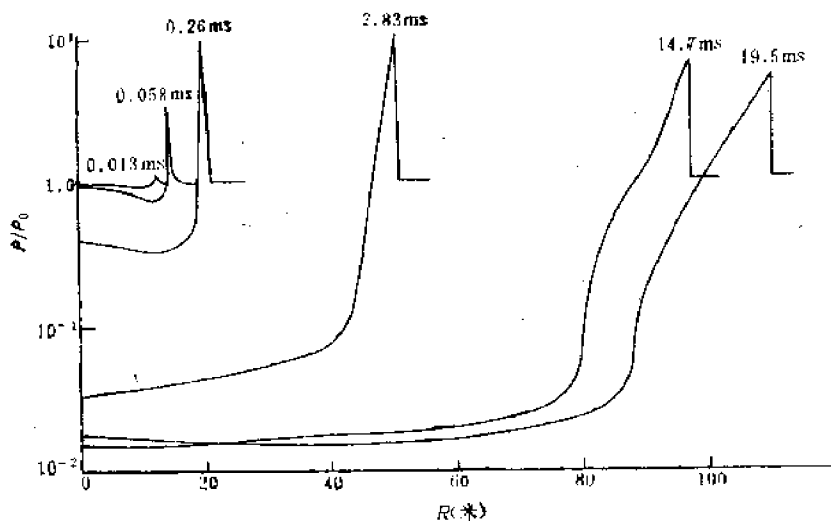


图8·7-3 冲击波扩张阶段各时刻 ρ 的空间分布

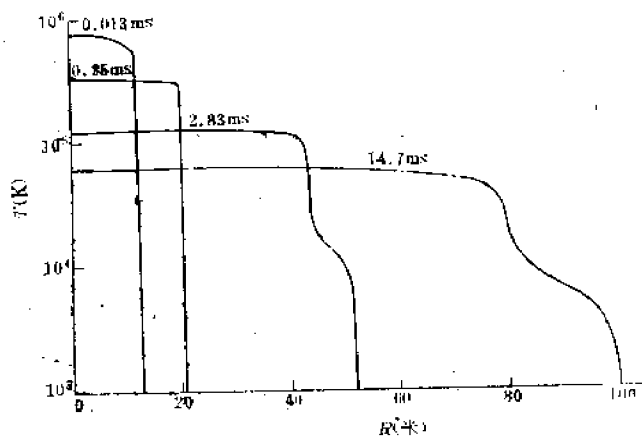


图8·7-4 冲击波扩张阶段各时刻温度的空间分布

这个阶段，空气首先被冲击波压缩加热，随后由于绝热膨胀冷却，但却同时接受等温球的辐射输出，使得波后的空气再度加热，因此波后气团的温度经历了先降低后升高的过程，参见图8·7-5所示不同气团温度的变化过程，直到冲击波阵面温度降低到 $T_s = 10000\text{K}$ 附近，辐射加热效应才不显著。正是这个过程，使得火球具有特殊的温度结构。

有效温度，主要由火球表面层的温度分布和表面层的辐射自由程来决定。前者是随时间单调下降，后者即普朗克自由程却随温度下降而迅速增加。为了看出这个规律，表8·7-1列出了一部分空气的数据可供参考。因此，来自表面层内一个光学厚度的辐射会愈来愈向火球内部延伸，换句话说，火球内部高温核心会愈来愈显露出来。这两个竞争因素在不同阶段各占的优势不一样：在 $T_s > 2 \times 10^4\text{K}$ ，表面层温度降低比自由程增长占优势，因此表现为有效温度随时间下降；当 $T_s \leq 2 \times 10^4\text{K}$ 后，冲击波脱离火球，自身不再发光并且透明。以 $T_s \approx 2 \times 10^4\text{K}$ 所标志的火球阵面后的温度、密度都将进一步下降，而自由程却显著增长，比温度下降占明显优势，表现为有效温度回升，在有效温度先下降后回升过程中，出现了最小亮度。

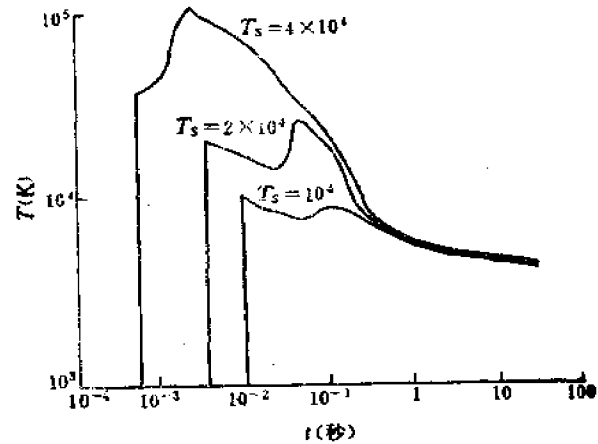


图8·7-5 $T_s = 4, 2, 1$ 万度的气团温度变化过程

表8·7-1 空气普朗克平均自由程随温度、压缩比的变化

T (K)	ρ/ρ_0 ($\rho_0=1.293$ 毫克/厘米 ³)			
	10	1.0	10 ⁻¹	10 ⁻²
1000	544	5440	54400	544000
2000	8.33	85.5	862	8620
3000	2.59	32.7	369	4290
4000	0.781	12.4	235	6620
5000	0.167	3.77	120	3480
6000	0.0645	1.73	47.0	990
7000	0.0351	0.917	20.9	479
8000	0.0215	0.516	11.5	287
9000	0.0137	0.285	5.26	78.7
10000	0.00813	0.128	1.58	17.8

随着辐射向火球内部延伸，有效温度就逐渐升高，等温球内核也就逐渐被观察到，表现为火球复燃。当有效温度接近等温球温度（万度左右）时，自由程达数百米，等温球已变得相当透明，亮度便达到了第二极大值。

在火球到达第二最大亮度之前，等温球内的能量除了用以加热火球内空气外，由于火球辐射输出的能量很少，等温球基本上保持着发展的趋势。当第二极大以后，辐射屏蔽层不再存在，向外辐射输出大量能量，等温球半径趋于缩小，温度降低，表现出有效温度逐渐降低。当火球中心温度降低到6000K，虽压缩比略有回升，自由程达1000米量级，整个火球变

得透明，核装置的蒸汽显露，由于它的发光性质与空气的发光性质不同，因而可以观察到它的轮廓。在有效温度随时间变化的曲线上，在第二极大以后表现出明显的涨落。

在图 8·2-3 和图 8·7-4 中可以看出等温球温度随时间的下降，其中心温度随时间下降见表 8·7-2，可以近似表为

$$T = T_0 (t/t_0)^{-0.40}, \quad (8\cdot7-2)$$

式中 T_0 为 t_0 时的等温球温度，比热波的中心温度下降略快。

表 8·7-2 火球中心温度随时间的变化

t (ms)	1	10	100	1000
T (K)	1.7×10^5	6×10^4	2.1×10^4	7×10^3

三、将上述结果归纳起来看，由辐射流体力学可以得到如下的火球发展的特征参量，冲击波形成的第一最大亮度、最小亮度、冲击波脱离火球、第二最大亮度等特征量出现的时间和对应的半径以及火球的最大半径和对应的时间。在实际观测中，后四个特征量可以观察到，实际意义也比较大，可以建立它们之间的近似关系。如果选定最小亮度到来的时间和半径作为基准，那么其它特征时间和半径的比值，大体如下：

$$t_{B_{min}} : t_{B_1} : t_{B_{max}} : t_{R_{max}} \approx 1 : 1.5 : 10 : 50,$$

$$R_{B_{min}} : R_{B_1} : R_{B_{max}} : R_{R_{max}} \approx 1 : 1.2 : 1.6 : 2.2,$$

而 $t_{B_{min}}$ 和 $R_{B_{min}}$ 可由前面所列公式求得。

等温球的最大半径也是一个有兴趣的特征量，可惜它比较难以观测到，计算结果表明它近似等于最小亮度时的火球半径。

四、光辐射的源是火球，因此火球的辐射功率 P 和辐射的能量 E ，直接与远处各点接收到的光辐射能量有关。辐射功率可以写成

$$P = 4\pi R^2 B, \quad (8\cdot7-3)$$

式中 $4\pi R^2$ 为火球的面积， B 为全波亮度。在火球近似为黑体的假定下

$$B = \frac{\sigma}{\pi} T^4, \quad (8\cdot7-4)$$

即

$$P = 4\pi R^2 \sigma T^4. \quad (8\cdot7-5)$$

在第一最大亮度以后，上式基本可以反映火球辐射功率。不同时刻辐射的能量为

$$E_r(t) = \int_0^t 4\pi R^2 \sigma T^4(t') dt'. \quad (8\cdot7-6)$$

图 8·7-6 给出了光辐射能量与爆炸能量之比 $\frac{E_r}{E}$ 随时间的变化。由图可见，对于 $E = 20$ 千吨的爆炸 $E_r(\infty)/E \approx 0.3$ ， $E_r(\infty)$ 为整个发光时间内光辐射总能量，又称热当量，用 Q_e 表示。 Q_e 与总当量的关系可近似写为

$$Q_e = 0.38 Q^{0.87}. \quad (8\cdot7-7)$$

为了摆脱当量对 $P(t)$ 的影响，用 P 第二极值 P_{max} 和对应的时间 $t_{E_{max}}$ 将 $P(t)$ 无量纲化，

则得 $P^* = \frac{P}{P_{max}}$ 与 $t^* = \frac{t}{t_{max}}$ 的关系, 如图8-7-7所示。其中 P_{max} 采用下列近似

$$P_{max} \approx 3.9Q^{0.66}, \quad (8\cdot7-8)$$

单位为每秒千吨TNT, 与之对应的 t_{max} 为

$$t_{max} \approx 4.4 \times 10^{-2} Q^{0.42}, \quad (8\cdot7-9)$$

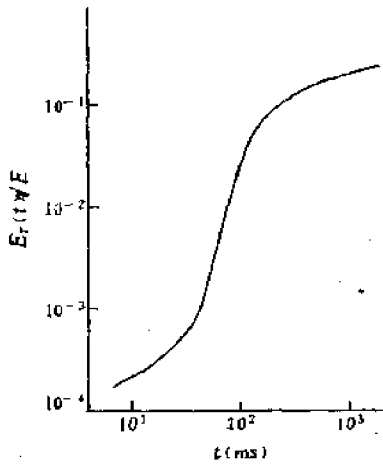


图8-7-6 $E_r(t)/E$ 随时间变化

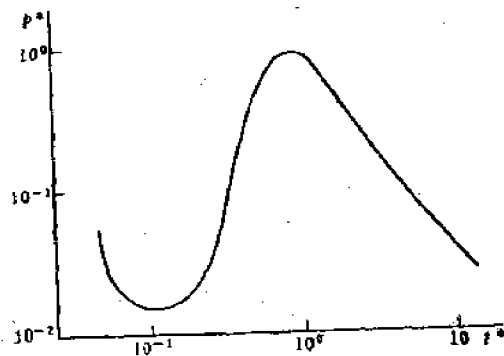


图8-7-7 P^* 随无量纲时间 t^* 的变化

无量纲 $P^*(t^*)$ 曲线是一根普适曲线, 它不仅与当量无关, 而且反映了任意距离上无量纲照度应遵循的变化规律, 它与实测结果符合得还是比较理想的。这里只是给出光源的一些辐射特征, 要研究不同距离上的照度, 还必须考虑大气透过率的影响, 这将在下一章中讨论。

五、描述火球的辐射流体力学方程组中, 辐射迁移方程采用了相当粗略的辐射扩散近似, 但从所得结果看, 相当好地反映第一最大亮度以后的火球发展过程。主要原因是火球的光学性质基本上能够满足辐射扩散近似所要求的条件。虽然火球的光学性质相当复杂, 但其基本结构是火球阵面前和核心部分为光学薄的区域, 阵面附近为光学厚的区域。这个基本结构从第一最大亮度前后开始一直维持到第二最大亮度。只是在后期才失去这种结构, 此时整个火球都是光学薄以致完全透明。对于光学厚的介质, 反映光学性质的 λ_R 的理论计算值是比较可靠的。因此, 辐射扩散过程确实反映了火球内部的辐射迁移的基本特征, 这也是 § 8.6 中的辐射流体力学方程组能较好地描述火球发展过程的原因。

但是在发展的早期, 这里所介绍的近似理论不能反映它的特征, 要用非平衡辐射扩散理论才能满足火球早期的辐射特点^[6]。在后期, 当核心温度 $T < 6 \times 10^8 \text{K}$ 时, 对于光学薄的介质, 一是迁移方程的解不严格, 二是吸收系数理论计算值不那么有把握, 虽然所得结果并不出现不合理现象, 但结果的可靠性比较差, 也是有待进一步探讨的问题。

此外, 前面已经讨论过, 与点爆炸理论相比, 辐射流体力学计算结果可以改善有关冲击波的传播规律, 可以严格求得核爆炸相对于化学炸药爆炸的效率, 为使用点爆炸理论计算数据提供了修正的依据。

从以上分析看, 要改进火球的辐射流体力学描述, 主要问题在于求得火球不同发展时期的辐射迁移方程的近似解。

§ 8.8 相似律与高度效应

一、冲击波形成以后，尤其是在冲击波脱离火球以后，冲击波内所包含的空气质量已大大超过核装置的质量。虽然波后还存在着火球，但火球温度与当量的关系比较弱，可以认为对于不同当量是大致相同的，因而可以近似认为不同当量的火球对于冲击波传播的影响也大致是相同的。因此尽管火球的发展规律不一定满足相似律，但冲击波的传播规律却严格地满足相似律，这也被大量实测结果所证实。

火球的辐射流体力学中出现一个重要参量——辐射自由程，它是绝对线度，难以与特征长度成比例。给定大气条件下的爆炸，当量愈大，火球半径愈大，而自由程仅依赖于火球温度，而与当量关系较小，即自由程与火球半径之比，随当量增大而减少，因而当量愈大，愈难以向外辐射，从而使火球的某些参量不满足立方根相似律。例如特征时间和相应的特征半径与当量的依赖性比立方根相似律还要强一些，如果采用统一的形式，近似表为

$$t = t_0 Q^{0.44}; \quad R = R_0 Q^{0.37}, \quad (8.8-1)$$

t_0 、 R_0 为确定某特征时间和半径的常数。与特征时间对应的温度恰相反，随着当量增大而有所下降，也可以写成

$$T_{max} = T_{max_0} Q^{-0.035}; \quad T_{min} = T_{min_0} Q^{-0.035}, \quad (8.8-2)$$

对于全波或者单色亮温大体都可用(8.8-1)式的形式，显然这些都是近似结果。

总之，由于与火球有关的量不满足相似律，为了使用上的方便，建立上述近似的相似律还是可行的。

二、爆炸高度对冲击波传播的影响可以通过非均匀大气的相似律来确定，这一点在§2.5中已详细讨论过。

对于火球，情况就要复杂些。由于高度增加，大气密度减小，从而使得辐射流体力学现象有较大的变化。当辐射自由程增长到始终大于火球半径的情况下，火球现象将消失，冲击波将大大削弱，这种情况是爆炸高度高于80公里以上的高空爆炸现象。这是自由程增长到辐射已占据绝对优势地位的特有现象。

这里所关心的是，爆炸高度在(10—30)公里以下的大气密度变化对火球发展规律的影响。因为在这种情况下，特定高度与海平面的空气密度比 ρ/ρ_0 的减小还不致引起火球现象的质的变化，但是描述火球特征的某些参量却随 ρ/ρ_0 有变化。

在辐射扩张阶段，考虑到辐射自由程与密度比的关系

$$\lambda_R = I_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{a_1} T^m, \quad (8.8-3)$$

式中 a_1 在1.6—1.9之间，则 $R_1(t)$ 近似表为

$$R_1 = R_2 Q^{0.29} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.46} t^{1/16.6}; \quad R_2 \approx 9.2 \text{米}. \quad (8.8-4)$$

在冲击波扩张阶段，(8.5-4)式可以改写为

$$R_1 = 239 \left(Q \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.21} t^{0.37}; \quad (8.8-5)$$

冲击波形成时半径为

$$R_{c_0} = 5Q^{1/3} \left(\frac{\rho_{00}}{\rho} \right)^{1/2} \quad (8.8-6)$$

其它特征量只能根据不同高度的理论计算结果,以求得它与密度比的近似关系。最小亮度到来时间与密度比无关,第二最大亮度(全波)到来时间为

$$t_{\dots} \approx 38 \times 10^{-3} \left(Q \frac{\rho}{\rho_{00}} \right)^{0.44}; \quad (8.8-7)$$

最大辐射功率为

$$P_{\dots} \approx 3.9Q^{0.55} \left(\frac{\rho_{00}}{\rho} \right)^{0.44} \quad (\text{千吨/秒}) \quad (8.8-8)$$

由这些结果可见, t_{\dots} 随 $\frac{\rho}{\rho_{00}}$ 减小, 当 $\frac{\rho}{\rho_{00}}$ 足够小时, t_{\dots} 接近于爆炸时刻, 这时核爆炸的光辐射表现为仅有一个单一的热脉冲, 且辐射功率最大值 P_{\dots} 必将显著增强。

应该指出, 这里提供的火球特征量的高度效应修正, 只是近似成立, 严格的应采用辐射流体力学在不同高度的数值计算结果。

三、前面已经指出, 火球最大半径接触地面爆炸称为地爆。对于地爆, 由于地面对能量的反射和有大量土石介质卷入火球, 使得火球的辐射性质有较大的变化。地面反射使火球能量增加。卷入的土石介质在火球温度升高过程中吸收了能量, 而后在温度下降过程中又逐渐释放出贮存的能量, 从而使火球的发展速度放慢。在外形上也不呈半球形, 即使勉强规定某个特定方向的尺寸的平均值为火球半径, 它随时间的变化与空爆也有较大的差异, 而且与爆炸高度有关。当爆炸高度接近于火球最大半径时, 火球发展规律接近于空爆的结果, 反之, 越接近于触地爆炸, 火球发展规律与空爆结果的差异越大, 一般难以给出统一的描述。

因为地爆火球辐射性质有了较大的变化, 故而延长了最小亮度和第二最大亮度出现的时间, 同样也难以给出有意义的规律。做为粗略估计, 对于触地爆, 仍援用空爆的公式, 并将 Q 换为 $2Q$, 估算的结果的数据尚大致可用。

总之, 对于地爆, 地面的影响以及冲击波传出后扬起灰尘(见§4.1)对光辐射的遮挡作用, 降低了用测量光辐射有关参数去诊断核爆炸的能力, 也给理论分析带来了很大困难。

参 考 文 献

- [1] 见第一章参考文献[1].
- [2] H.L. Brode, *Annu. Rev. of Nucl. Sci.*, Vol. 20 (1970). H.L. Brode, AD-672837, 1967.
- [3] G.C. Pomraning, *Nucl. Sci. and Engin.* 53 (1972) 2220.
- [4] 见第七章参考文献[1].
- [5] C.G. Davis, S. S. Bunker, LA-6502-MS (1976). 乔登江, 物理羊进展, 3 (1983) 236.

第九章 大气光学基础

§ 9.1 大气消光系数和透射比

核爆炸光辐射在大气中的传播问题主要是研究大气的吸收、散射对光辐射的消光作用和求解在透明介质中的辐射迁移方程。这两个问题也正是大气光学研究的重要内容。本章围绕光在大气中的透射比和大气中迁移方程解的数学形式进行讨论,以便为下一章光冲量的讨论打下基础。

一、§ 7.3中已经讨论过,一束强度为 $I_{0,1}$ 的单色平行光经过大气传播 x 距离后减弱到 I_1 , I_1 与 $I_{0,1}$ 的关系为

$$I_1 = I_{0,1} e^{-\int_0^x \mu_{\lambda} dx}, \quad (9.1-1)$$

或

$$I_1 = J_1(x) I_{0,1}, \quad J_1(x) = e^{-\int_0^x \mu_{\lambda} dx}, \quad (9.1-2)$$

式中 μ_{λ} 为大气的消光系数, J_1 为光通过大气的透射比。

大气的消光系数由吸收和散射两个部分组成,即

$$\mu_{\lambda} = \mu_a(\lambda) + \mu_s(\lambda), \quad (9.1-3)$$

式中 $\mu_a(\lambda)$ 、 $\mu_s(\lambda)$ 分别为单色光的吸收系数和散射系数。同样,透射比可以写成

$$J_1 = J_a(\lambda) J_s(\lambda), \quad (9.1-4)$$

式中 J_a 、 J_s 分别为大气的吸收和散射引起的透射比。

大气中吸收光辐射的主要气体分子有 O_3 、 CO_2 和水蒸气。它们的吸收是有选择性的,臭氧的吸收主要在光谱的紫外区,最主要的吸收带在(0.2—0.32)微米之间,在可见光部分以0.6微米为中心的吸收带较强,在红外区的吸收可以忽略不计。

CO_2 在远红外有一系列的吸收带,其中以(4—4.8)微米的窄带和(12.9—17.1)微米的宽带吸收最为强烈。

水蒸气分子是大气吸收比较重要的组分,它在可见光和红外区都有大量的吸收带,在近红外和红外主要有(0.7—0.74), (0.79—0.84), (0.86—0.99)和(1.03—1.23)微米等吸收带。

关于 O_3 、 CO_2 、 H_2O 的吸收及大气状态所造成的大气透过率 J_{λ} 在R. A. McClathy等人的著作^[1]中有详细的讨论和数据可供参考。

大气对光的散射主要有两种,一种是气体分子的散射,又称雷利散射,另一种是大气中悬浮的气溶胶粒子的散射,又称大粒子散射或梅(Mie)散射。

近地面正常大气中存在着各种不同大小的气溶胶粒子,其半径主要分布在(0.04—10)微米之间,但其粒度分布比较复杂。这些气溶胶粒子主要由尘埃、烟尘、各种盐粒组成,因

此, 大气中气溶胶粒子的粒度分布和高度分布不仅与气象条件有关, 而且与地面是工业区、人口稠密的城市还是风沙较大的地区的特点有关。

一般情况下, 在可见光范围内大气的吸收可以忽略不计, 主要是散射使光辐射减弱, 而且在近地面的范围内又主要是大粒子散射。

二、对于单色光, (9·1-2) 式是严格成立的。对一定波长范围的复合光, 既要考虑初始光强的光谱分布, 还要考虑因不同波长的 μ_{λ} 不同所引起的不同距离上光强的光谱分布随距离的变化。为了得到复合光强, 将 (9·1-2) 对波长积分, 即

$$I(x) = I_0 J_{\lambda}(x), \quad (9\cdot1-5)$$

$$J_{\lambda}(x) = \frac{1}{I_0} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{0,\lambda} e^{-\int_0^x \mu_{\lambda} dx} d\lambda, \quad (9\cdot1-6)$$

$$I(x) = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_{\lambda}(x) I_{0,\lambda} d\lambda, \quad (9\cdot1-7)$$

其中 $J_{\lambda}(x)$ 就是对初始光强 $I_{0,\lambda}$ 的光谱分布的平均透射比。实际上, 上述式子也考虑到了光强的光谱分布随距离的变化。

在实际问题中, 应根据不同的光谱分布采用不同的平均消光系数。在全波亮度的第二极大附近时, $T_s \approx 10^4 \text{K}$, $\lambda_{\text{max}} \approx 0.29$ 微米, 光谱分布的中心靠近蓝光, 则平均消光系数 $\bar{\mu}$ 接近蓝光时的值。在最小亮度附近, $T_s \approx 3 \times 10^3 \text{K}$, $\lambda_{\text{max}} \approx 1$ 微米, 光谱分布的中心在近红外, $\bar{\mu}$ 则逐渐往长波消光系数靠近。因此, 在不同观察点, 不同时刻的照度的光谱成分应略有差异。

§ 9·2 粒子散射理论简述

关于粒子散射理论的详细讨论可参阅文献[2], 这里仅介绍一些主要结论。

一、考虑一个半径为 a 的球形粒子, 组成的介质是均匀的, 介电常数为 ϵ_1 , 电导率为 σ_1 。在波长为 λ 的入射光的照射下, 粒子上形成电荷、电流的复杂分布, 从而在不同方向上向外辐射出散射光。虽然散射光的强度及其角分布与入射光不同, 但其波长仍为入射光的波长, 即光经粒子散射后波长不变。根据光的电磁理论, 通过求解存在粒子对电磁场的扰动, 可以求得散射光的强度, 从而求得散射截面、吸收截面、总截面和表征散射光角分布的散射函数。

以粒子中心为球坐标的原点, 观察方向与入射波方向的夹角为 θ , 参见图9·2-1。当入射光为自然光, 强度为 I_0 , 则散射光的强度为

$$I = \frac{I_0}{R^2} \beta(\theta), \quad (9\cdot2-1)$$

$\beta(\theta)$ 为散射函数, 由此可以求出散射截面 σ_s 、吸收截面 σ_a 和总截面 σ_t , σ_t 为

$$\sigma_s = 2\pi \int_0^{\pi} \beta(\theta) \sin\theta d\theta, \quad (9\cdot2-2)$$

σ_s 不再写出。

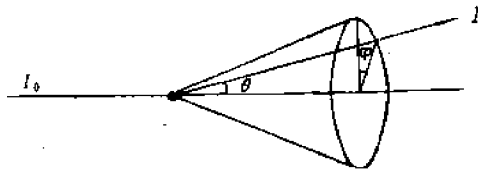


图9-2-1 粒子散射示意图

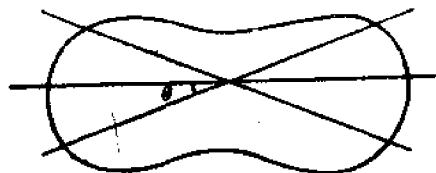


图9-2-2 分子散射的角分布

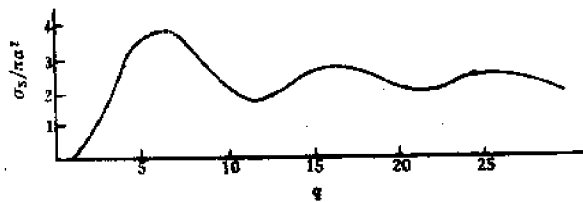


图9-2-3 σ 与 q 的关系

分子散射虽然包括在粒子散射之中，但它是大气光学中具有重要意义的散射机理。当 $a \ll 0.5\lambda$ 时，即为分子散射，其散射函数为

$$\beta(\theta) = \frac{8\pi^4 a^6}{\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 (\cos^2\theta + 1), \quad (9\cdot2-3)$$

分子散射截面为

$$\sigma_s = \frac{128\pi^6}{3} \frac{a^6}{\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2, \quad (9\cdot2-4)$$

$$K_s = \frac{\sigma_s}{\pi a^2} = \frac{128\pi^4}{3} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2, \quad (9\cdot2-5)$$

式中 K_s 称为相对散射截面， n_s 为折射系数。引进归一化散射函数 $\beta^*(\theta)$ ，定义为

$$\beta^*(\theta) = 2\beta(\theta) / \int_0^{\pi} \beta(\theta) \sin\theta d\theta, \quad (9\cdot2-6)$$

它满足归一化条件

$$\frac{1}{2} \int_0^{\pi} \beta^*(\theta) \sin\theta d\theta = 1, \quad (9\cdot2-7)$$

反映了散射的角分布。在雷利散射中，

$$\beta^*(\theta) = \frac{1}{3} (1 + \cos^2\theta), \quad (9\cdot2-8)$$

其几何意义如图9-2-2所示。它表明向前、向后的散射为最强，且强度相等，向两侧（90°和270°）的散射最弱，90°、270°处散射强度的最小值约为最大值的一半。分子散射截面

$\sigma_s \sim \frac{1}{\lambda^4}$, 波长愈短, 散射愈强。

当粒子半径增大, 散射性质有明显的变化, 随着粒子增大, 向前散射的比例增大, 当 a 足够大时, 基本上都是向前散射。散射截面和波长的关系取决于粒子大小和波长比 $q = \frac{2\pi a}{\lambda}$, 粒子愈大, 与波长的关系愈弱, 正如图9·2-3所表明的那样, 且随 q 有振荡, 当 $q \rightarrow \infty$, $\sigma_s \approx 2\pi a^2$, 即散射截面等于粒子的几何截面的两倍, 且与波长无关。一般说来, σ_s 与波长的关系可以表为

$$\sigma_s \sim \frac{1}{\lambda^n}, \quad (9\cdot2-9)$$

$q \ll 1$ 时, $n=4$, $q < 6$ 时, n 在0与4之间。

二、上面讨论的仅是单个粒子的散射, 若单位体积内的分子数为 N_m , 半径为 a 到 $a+da$ 的气溶胶粒子数为 $dn(a)$, 那么单位体积的散射函数, 散射、吸收和消光系数为

$$f(\theta) = N_m \beta(0) + \int_0^\infty \beta_s(a) dn(a), \quad (9\cdot2-10)$$

$$\mu_s = N_m \sigma_s(0) + \int_0^\infty \sigma_s(a) dn(a), \quad (9\cdot2-11)$$

$$\mu_a = N_m \sigma_a(0) + \int_0^\infty \sigma_a(a) dn(a), \quad (9\cdot2-12)$$

$$\mu_t = N_m \sigma_t(0) + \int_0^\infty \sigma_t(a) dn(a), \quad (9\cdot2-13)$$

上式中第一项为分子的贡献, 积分项为气溶胶粒子的贡献。

为了求得体积散射量, 必须知道粒子分布函数 $dn(a)$, 它可由大气状态决定。

§ 9·3 光在大气中的散射

光在真实大气中的散射, 在低层主要是气溶胶粒子的散射, 而气溶胶粒子的数目是随高度递减的, 随着高度的增加, 分子散射逐渐占主要成分。因此要弄清光在大气中的散射, 还需要知道气溶胶的粒度分布及其随高度的分布以及分子随高度的分布。粒度分布和高度分布都随大气的状态改变, 因而大气的散射特性也随之在时间上、空间上都有变化。为了能近似反映具有典型性的大气状态, 可以建立不同的大气模式, 以后都是根据确定的大气模式来讨论大气的散射特性, 这样就可以大大简化问题的讨论。

一、首先讨论气溶胶的粒度分布, 根据这个分布可以求得大气的体积散射函数 $f(\theta)$ 和散射系数 μ_s 。

实测表明, 气溶胶粒子的粒度分布有下列特点: 粒度分布是连续谱, 其半径的下限 a_m 约为(0.04—0.02)微米, 其上限 a_n 可取10微米。如果选 $\log a$ 为横轴, 在 a 到 $a+da$ 之间

的粒子数密度为 $dn(a)$ ，则分布 $dn(a)/d\log a$ 是一条光滑曲线，如图 9.3-1 所示。这个分布可以表为

$$\frac{dn(a)}{d\log a} = c/a^{v'} \quad (9.3-1)$$

通过换算可以写成

$$dn(a) = 0.424ca^{-v'-1} da, \quad (9.3-2)$$

式中 v' 为分布指数，其值在 2.5—4.0 之间。 v' 值小时表示大粒子占的份额较多，大时则小粒子份额多；常数 c 可由实测的粒子数密度 N 确定，即

$$N = 0.424 \int_0^{\infty} \frac{c}{a^{v'+1}} da, \quad (9.3-3)$$

或将 c 写成

$$0.424c = N \cdot c_1, \quad (9.3-4)$$

c_1 为与分布指数 v' 和半径下限 a_m 有关的常数。

对于不同的大气状态，不同高度，给定的粒度分布(9.3-1)式具有相同的形式，差异仅表现在常数 c 和分布指数 v' 的取值不同。

二、有了粒度分布，根据(9.2-10)式的积分项即可求得气溶胶粒子的散射函数 $f_s(\theta)$ ，即

$$f_s(\theta) = 0.424 \int_0^{\infty} \beta_s(\theta, a) \frac{c}{a^{v'+1}} da, \quad (9.3-5)$$

将 $\beta_s(\theta)$ 写成

$$\beta_s(\theta) = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 i(\theta), \quad (9.3-6)$$

则

$$f_s(\theta) = \frac{N \cdot c_1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^{v'-2} \eta_s(\lambda, \theta), \quad (9.3-7)$$

式中

$$\eta_s(\lambda, \theta) = \int_0^{\infty} \frac{i(\theta)}{q^{v'+1}} dq. \quad (9.3-8)$$

称为散射函数的角函数。

再根据(9.2-11)—(9.2-13)式求得气溶胶粒子的散射系数 $\mu_{s,1}$ 、吸收系数 $\mu_{a,1}$ 和消光系数 $\mu_{t,1}$ 。将(9.3-6)式代入(9.2-2)式，再和分布函数(9.3-2)式一起代入(9.2-11)式的积分项，得

$$\mu_{s,1} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{c_1 i(\theta)}{a^{v'+1}} \sin\theta da d\theta. \quad (9.3-9)$$

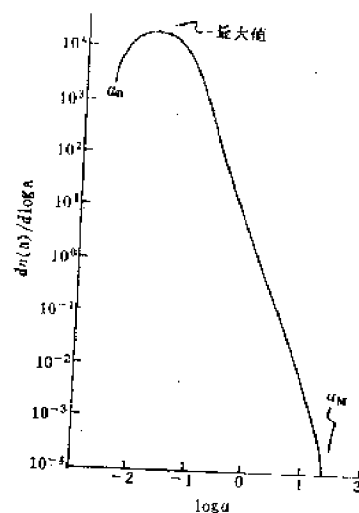


图9.3-1 气溶胶粒子的粒度分布

引进

$$K_{s,1}(\lambda) = \int_0^{\infty} \frac{K'_{s,1}(q)}{q^{v'-1}} dq, \quad (9-3-10)$$

式中

$$K'_{s,1} = \frac{\sigma_s(a)}{\pi a^2}, \quad (9-3-11)$$

则

$$\mu_{s,1}(\lambda) = N_s c_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{v'-2} K_{s,1}(\lambda). \quad (9-3-12)$$

同样消光系数可以写成

$$\mu_{s,1} = N_s c_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{v'-2} K_{s,1}(\lambda), \quad (9-3-13)$$

式中

$$K_{s,1} = \int_0^{\infty} \frac{K'_{s,1}(q) dq}{q^{v'-1}}, \quad (9-3-14)$$

$$K'_{s,1} = \frac{\sigma_{s,1}}{\pi a^2}, \quad (9-3-15)$$

吸收系数可由下列关系求得

$$K_{s,1} = K_{s,1} + K_{a,1}. \quad (9-3-16)$$

虽然列出了气溶胶粒子的散射系数、吸收系数的公式，但是当粒子的折射率 $n_s = 1.5$ 的情况下，只有散射，没有吸收，即 $K_{a,1} = 0$ 。在以后的讨论中，也只考虑散射，忽略吸收。

对于不同的分布指数 v' ， $K_{s,1}$ 的值见表 9.3-1。

表9-3-1 $K_{s,1}(\lambda)$ 值 ($n_s = 1.5$)

λ (微米)	$v'=2.5$	$v'=3$	$v'=4$
0.20	3.85956	1.68707	0.51995
0.25	3.89446	1.74021	0.56544
0.30	3.91833	1.79146	0.61999
0.35	3.91033	1.80658	0.64143
0.40	3.89950	1.81467	0.65552
0.45	3.88123	1.81859	0.66521
0.50	3.87408	1.82079	0.67143
0.55	3.85746	1.82219	0.67707
0.60	3.84175	1.82242	0.68116
0.65	3.81633	1.82099	0.68396
0.70	3.80070	1.82029	0.68656
0.75	3.78534	1.81917	0.68816
0.80	3.77125	1.81809	0.68968
0.90	3.74230	1.81551	0.69241
1.0	3.71259	1.81251	0.69361

三、考虑到分子和气溶胶粒子散射对大气散射的贡献，大气的散射函数为

$$f(\theta, \lambda) = \frac{3}{16} \pi \mu_R(\lambda) \eta_R(\theta) + \frac{N_a c_1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{\nu' - 2} \eta_a(\theta, \lambda), \quad (9.3-17)$$

$$\eta_R(\theta) = (1 + \cos^2 \theta); \quad (9.3-18)$$

散射系数为

$$\mu_s(\lambda) = N_a \sigma_R(\lambda) + N_a c_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{\nu' - 2} K_{s,1}(\lambda). \quad (9.3-19)$$

(9.3-17) 式的角分布介于分子散射和气溶胶粒子散射的角分布之间，实际观察也证实情况确实如此。以 θ 角从 0 到 90° 的向前散射份额和从 90° 到 180° 的向后散射的份额之比为指标，实测表明，近地面大气的指标一般在 1.3 到 9 之间。指标愈大，向前散射的份额愈多，气溶胶粒子对散射的贡献愈显著，愈偏离分子散射的角分布，具体情况视角函数 $\eta_a(\theta)$ 而定。波长 $\lambda = 0.55$ 微米的 $\eta_a(\theta)$ 随 ν' 、 θ 的变化见表 9.3-2。对于可见光波段内不同波长的 $\eta_a(\theta)$ 相差不大。

表9.3-2 散射角函数 $\eta_a(\theta)$ 与 ν' 、 θ 的关系

θ (度)	$\nu'=3$	$\nu'=4$
20	4.9	1.6
40	1.85	0.76
60	0.77	0.35
80	0.36	0.19
100	0.21	0.11
120	0.16	0.066
140	0.18	0.099
160	0.26	0.12
180	0.43	0.16

§ 9.4 大气中光辐射迁移方程及其近似解

第七章中讨论了在忽略散射的介质中辐射迁移方程的形式。现在再来讨论以散射为主的冷介质——大气中辐射迁移方程的形式。只限于讨论定常迁移方程，则 (7.5-3) 式写为

$$\Omega \cdot \nabla I_r = -\mu_{s,r} I_r + j_{s,r}. \quad (9.4-1)$$

在以散射为主的大气中自发发射和受激发射都可以忽略，散射作用使一部分辐射能量离开原来的光路使光强减弱，也就是说其作用和吸收一样产生消光作用，散射作用同样也使其它光路上辐射能量进入原光路，这相当于散射所产生的发射。前者为

$$-\mu_{s,r} I_r; \quad (9.4-2)$$

后者为

$$\mu_{s,r} \int \beta_s(\theta) I_r \frac{d\Omega'}{4\pi}, \quad (9.4-3)$$

式中 δ 为入射光和散射光之间的夹角, 参见图 9.4-1,

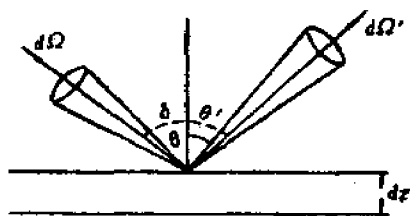


图9.4-1 散射几何示意图

$$\cos\delta = \cos\theta \cos\theta' + \sin\theta \sin\theta' \cos(\varphi - \varphi'), \quad (9.4-4)$$

φ, φ' 为入射光和散射光的方位角, $d\Omega'$ 为散射光的立体角元, $\beta^*(\delta)$ 为归一化的散射函数或称散射指数。再考虑到源的发射率 j_{ν} , 那么 (9.4-1) 式写成

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla I_{\nu} = -\mu_{\nu} I_{\nu} + \mu_{\nu} \int \beta^*(\delta) I_{\nu} \frac{d\Omega'}{4\pi} + j_{\nu}, \quad (9.4-5)$$

式中

$$\mu_{\nu} = \mu_{\nu} + \mu_{\nu}, \quad (9.4-6)$$

(9.4-5) 式就是大气中辐射迁移方程。

为了书写方便起见, 略去脚标 ν , 并在一维平面条件下, 则 (9.4-5) 式化为

$$\cos\theta \frac{dI}{dz} = -\mu_0 I + \mu_0 \int \beta^* I \frac{d\Omega'}{4\pi} + j_0. \quad (9.4-7)$$

现考虑以 $z=0$ 平面为边界的半无限介质, $z<0$ 的空间为真空, 那么没有光从真空中返回到介质里来, 因此在 $z=0$ 处的边界条件为

$$I(0, \cos\theta) = 0, \quad \text{当 } \cos\theta > 0. \quad (9.4-8)$$

对于有限厚 x_0 的介质, 同样, $z=x_0$ 处的边界条件为

$$I(x_0, \cos\theta) = 0, \quad \text{当 } \cos\theta < 0. \quad (9.4-9)$$

二、根据前面的讨论, 散射光不是各向同性的, 散射函数 $\beta^*(\delta)$ 是散射角的复杂函数, 除了分子散射的角分布可以给出解析式子外, 气溶胶粒子散射角分布只能给出数值结果, 参见表 9.3-2, 这就给求解迁移方程 (9.4-5) 式带来较大的困难。这里不打算讨论求解的方法 (可参阅文献 [3], [4]), 只拟给出各向同性散射条件下解的数学形式, 以便为下一章光冲量中确定半经验公式提供依据。

在各向同性散射的假定下

$$\beta^*(\theta) = 1.$$

一维平面迁移方程化为

$$\cos\theta \frac{\partial I}{\partial \tau'} = -I + (1-f) \frac{I_0}{4\pi} + j_0, \quad (9.4-10)$$

式中

$$d\tau' = \mu_0 dz, \quad 1-f = \frac{\mu_s}{\mu_0}, \quad (9.4-11)$$

$$I_0 = \int_{\Omega} I d\Omega' = cU \quad , \quad (9.4-12)$$

U 为辐射能量密度。

假设在 $z=0$ 处有一个单位面积上为单位强度的平面源，即

$$j_0 = \delta(\tau')/4\pi \quad (9.4-13)$$

那么 (9.4-10) 式有精确解

$$I_0(\tau') = \frac{x(1-x^2)}{(1-f)(x^2-f)} e^{-x\tau'} + \frac{1}{2} \int_1^{\infty} \frac{e^{-x\tau'} d\xi/\xi}{\left(1 - \frac{1-f}{\xi} + \tanh^{-1} \frac{1}{\xi}\right)^2 + \left[\frac{\pi(1-f)}{2\xi}\right]^2} \quad , \quad (9.4-14)$$

式中 x 应满足

$$\frac{\tan^{-1} x}{x} = \frac{1}{1-f} \quad . \quad (9.4-15)$$

在我们感兴趣的介质中

$$f \ll 1 \quad , \quad (9.4-16)$$

故 (9.4-15) 可以展开，得

$$x \approx \sqrt{3f} \quad . \quad (9.4-17)$$

关于求解的过程可参阅文献[5]第十二章。

一般关心的是解在 $\tau' \ll 1$ 和 $\tau' \gg 1$ 的渐近性质。当 $\tau' \ll 1$ 时，(9.4-14) 式中有贡献的主要项为积分项，经化简后得

$$I_0(\tau') \approx \frac{1}{2} \int_{\tau'}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt = \frac{1}{2} E_1(\tau') \quad , \quad \tau' \ll 1 \quad , \quad (9.4-18)$$

当 $\tau' \gg 1$ 时，(9.4-14) 式中积分项可以忽略，则

$$I_0(\tau') \approx \frac{3}{2\sqrt{3f}} e^{-\sqrt{3f}\tau'} \quad , \quad \tau' \gg 1 \quad . \quad (9.4-19)$$

以上是平面源的解，根据平面源和点源解的关系可以求得点源的解。令单位强度点源的解为 $g(R)$ ，单位强度平面源的标准解为 $h(z)$ ，这二者的关系为

$$h(z) = 2\pi \int_{|z|}^{\infty} R g(R) dR \quad , \quad (9.4-20)$$

或

$$g(R) = -\frac{1}{2\pi R} \left(\frac{dh(z)}{dz} \right)_{z=R} \quad , \quad (9.4-21)$$

式中 R 是从点源计起的径向距离，如果该点源在直角坐标系的原点上，则令 ρ 为距 z 轴的径向距离，源为 $z=0$ 的平面，那么

$$R^2 = z^2 + \rho^2 \quad . \quad (9.4-22)$$

(9.4-21) 式表明, 点源的解可以通过平面源的解对 z 的微商求得。对于各向同性散射介质中点源的解, 其渐近形式为

$$I_0(\tau) \approx \frac{\mu_i^2 e^{-\tau}}{4\pi\tau^2} = \frac{e^{-\tau_i R}}{4\pi R^2}, \quad \tau \ll 1, \quad (9.4-23)$$

$$\begin{aligned} I_0(\tau) &\approx \frac{3}{2} \frac{\mu_i e^{-\sqrt{3}\tau}}{2\pi\tau} \\ &= \frac{3}{4\pi R} e^{-\sqrt{3}\tau_i R}, \quad \tau \gg 1. \end{aligned} \quad (9.4-24)$$

显然对于点源

$$d\tau = \mu_i dR. \quad (9.4-25)$$

三、在上述讨论中, 除了 $R=0$ 处有源外, 整个空间是没有源的, 所得结果并不能较好地反映散射对解的影响。为了改善一些, 可以将 (9.4-23) 式看成直射对 R 处的贡献, 而后再把它当作 R 处的散射源, 经过多次散射后的迁移可近似用扩散方程来描述。有源的扩散方程为

$$-\frac{1}{3\mu_i^2} \nabla^2 I'_0 = I'_0, \quad (9.4-26)$$

式中 I'_0 , I''_0 分别相当于散射前后的辐射能通量, I'_0 即为 (9.4-23) 式。在一维球坐标下, (9.4-24) 式写成

$$-\frac{1}{3} \frac{1}{\tau^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\tau^2 \frac{\partial I'_0}{\partial \tau} \right) = \frac{\mu_i^2}{4} \frac{e^{-\tau}}{\tau^2}, \quad (9.4-27)$$

当 $R \rightarrow 0$ 时, I'_0 异于零, 因此要求 I''_0 所产生辐射能流等于零, 即

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \left(\tau^2 \frac{\partial I''_0}{\partial \tau} \right) = 0, \quad (9.4-28)$$

因此解为

$$I''_0(\tau) = \frac{3\mu_i^2}{4\pi} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{e^{-\tau}}{\tau} + \int_0^\infty \frac{e^{-\tau'}}{\tau'} d\tau' \right) + c, \quad (9.4-29)$$

式中 c 为待定常数。因为这里所考虑的是无限空间, $\tau \rightarrow \infty$, $I''_0(\tau) \rightarrow 0$, 故有 $c=0$ 。

总的 I_0 应为 I'_0 、 I''_0 之和, 即

$$I_0(\tau) = \frac{\mu_i^2}{4\pi} \left\{ \frac{e^{-\tau}}{\tau^2} + 3 \left[\frac{1}{\tau} - \frac{e^{-\tau}}{\tau} + \int_0^\infty \frac{e^{-\tau'}}{\tau'} d\tau' \right] \right\}, \quad (9.4-30)$$

或写成

$$I_0(R) = \frac{1}{4\pi R^2} J(R), \quad (9.4-31)$$

式中

$$j(R) = e^{-\mu_0 R} + 3[\mu_0 R(1 - e^{-\mu_0 R}) + (\mu_0 R)^2 E_1(\mu_0 R)] \quad (9.4-32)$$

乃是以散射为主且为各向同性介质的透射比。

(9.4-31) 式表明, 点源光强在大气传播中同时受到几何减弱和大气消光作用。(9.4-32) 式的意义比较明显, 第一项表示直射项, 反映散射和吸收对光的削弱, 第二项表示散射的贡献, 即散射对光的增强。显然上述结果是在各向同性散射的理想条件下求得的, 但它反映了以散射为主的介质—大气消光作用的基本特征, 启示我们去寻求核爆炸光辐射通过大气的透射比经验公式的形式。

§ 9.5 大气能见度

一、大气对光辐射的消光系数可以通过大气能见度加以表述。大气水平能见度是指白天用人眼在水平方向观察一个大的黑色物体在天空背景下分辨不清的最近距离。

对于任何一个物体, 要把它从背景上分辨出来, 决定于这个物体的亮度相对于背景亮度的反差。令物体和背景的亮度分别为 B 和 B_0 , 反差定义为

$$\begin{aligned} C &= \frac{B_0 - B}{B_0}, & \text{当 } B_0 > B; \\ &= \frac{B - B_0}{B}, & \text{当 } B_0 < B; \end{aligned} \quad (9.5-1)$$

它的值在 0—1 之间。对于黑色物体, 在距物体近处观察时, $B = 0$, 反差近于 1, 即黑色物体最为清晰。随着距物体的距离增加, 散射光使得黑色物体显出有一定亮度, 距离愈远, 物体的散射亮度 (又称视亮度) 愈强, 反差就愈小。人眼对反差有一个最小的分辨能力, 平均人眼能分辨的最小反差为 0.02, 当黑色物体散射亮度相对于天空的反差变到 0.02 时就分辨不清了。这个观察上分辨不清的距离即为能见度。

本节不拟全面讨论能见度理论, 主要关心的是水平能见度 V 和消光系数 μ 的关系。暂时忽略对波长的依赖性, 沿视线的水平方向上辐射迁移方程化简为

$$\frac{dI}{dx} = -\mu_0 I + j, \quad (9.5-2)$$

式中 j 是作为背景的天空的发射率。因为这里只限于沿水平方向来考察。所以式中 μ_0 和 j 中的散射函数 β^* 都不随 x 变化。由边界条件

$$I|_{x=0} = 0, \quad (9.5-3)$$

对于厚度为 L 的大气, 则 (9.5-2) 式的解为

$$I(L) = \frac{j}{\mu_0} (1 - e^{-\mu_0 L}), \quad (9.5-4)$$

或写成

$$D(L) = D_\infty (1 - e^{-\mu_0 L}). \quad (9.5-5)$$

显然, $D_\infty = j/\mu_0$ 为无限厚大气层的亮度, $D(L)$ 是厚度为 L 大气层的亮度。

对于一个大物体，除了它本身的亮度外，还需要考虑散射光亮度，它的视亮度为这二者之和，因此在 L 距离上物体的视亮度为

$$B^*(L) = Be^{-\mu_s L} + D_\infty(1 - e^{-\mu_s L}), \quad (9.5-6)$$

同样背景的视亮度为

$$B_0^*(L) = B_0 e^{-\mu_s L} + D_\infty(1 - e^{-\mu_s L}), \quad (9.5-7)$$

由此可得物体与背景的反差：

$$C = \frac{B_0^*(L) - B^*(L)}{B_0^*(L)} = \frac{B_0 - B}{(B_0 - D_\infty) + D_\infty e^{-\mu_s L}}. \quad (9.5-8)$$

当 C 达到能分辨的最小反差 C_{min} 时的 L 值即为水平能见度 V ，即

$$V = \frac{1}{\mu_s} \ln \left[\frac{1}{D_\infty C_{min}} (B_0 - B - C_{min} B_0) + 1 \right], \quad (9.5-9)$$

这就是一般水平能见度的表达式。

对于常用的气象能见度，观察的物体为黑体， $B = 0$ ，背景为天空， $B_0 = D_\infty$ ，(9.5-9) 式化为

$$V = \frac{1}{\mu_s} \ln \frac{1}{C_{min}}, \quad (9.5-10)$$

平均人眼能分辨的反差取 0.02，则

$$V = \frac{3.912}{\mu_s}. \quad (9.5-11)$$

这就建立了水平能见度和大气消光系数之间的关系。

二、上面讨论能见度时，并没有谈到与波长的关系，换句话说，上述所列的方程中， μ_s 应该是单色的。因为人眼对物体的观察是在可见光波段范围内，且对 $\lambda = 0.55$ 微米的绿光比较敏感；其次，由于大气对可见光的削弱主要是散射作用的结果，在这两个条件下， μ_s 可以近似取波长为 $\lambda = 0.55$ 微米的散射系数 $\mu_s(0.55)$ ，即

$$\mu_s \approx \mu_s(0.55). \quad (9.5-12)$$

有了上述近似，则

$$\mu_s(0.55)V = 3.912, \quad (9.5-13)$$

因为

$$\mu_s(0.55) = \mu_R(0.55) + \mu_{s, \lambda}(0.55), \quad (9.5-14)$$

并利用 (9.3-12) 式，得

$$\frac{\mu_{s, \lambda}(\lambda)}{\mu_{s, \lambda}(0.55)} = \left(\frac{0.55}{\lambda}\right)^{v-2} \frac{K_{s, \lambda}(\lambda)}{K_{s, \lambda}(0.55)}. \quad (9.5-15)$$

代入 (9.5-12) 式，得

$$\mu_{s, \lambda}(\lambda) = \left[\frac{3.912}{V} - \mu_R(0.55) \right] \left(\frac{0.55}{\lambda}\right)^{v-2} \frac{K_{s, \lambda}(\lambda)}{K_{s, \lambda}(0.55)}. \quad (9.5-16)$$

这就建立了不同波长的气溶胶粒子的散射系数与能见度的关系。这个关系对于后面光冲量理论计算是有用的。

ν' 值与气溶胶粒子的粒度分布直接有关，在 §9.3 所介绍的模式中若取 $\nu' = 4, 3$ ，则

$$\mu_{s,2}(\lambda) \sim 1/\lambda^2, \quad \text{当 } \nu' = 4; \quad (9.5-17)$$

$$\mu_{s,2}(\lambda) \sim 1/\lambda, \quad \text{当 } \nu' = 3。 \quad (9.5-18)$$

由此可见，气溶胶粒子散射与波长的关系远较雷利散射为弱。

§9.6 斜程散射透射比、吸收透射比

一、大气的消光作用随高度有明显的变化，一般在近地面高度 1 公里内，除了考虑分子，气溶胶粒子的散射外，还需要考虑分子，尤其是水蒸气分子的吸收。但是在这个高度范围内，由于气溶胶粒子和水蒸气分子随高度明显减少，因而大气的消光作用也明显降低。高度进一步增加，虽然气溶胶粒子数有所减少，但它对消光作用的贡献仍比分子大，即 $\mu_{s,2} > \mu_R$ ，直到一定高度以上，分子散射的消光作用才占优势。

考虑到气体分子和气溶胶粒子数随高度的分布，二者的散射系数应为

$$\mu_R(\lambda, z) = \mu_R(\lambda, 0)e^{-z/H_0}, \quad (9.6-1)$$

$$\mu_{s,2}(\lambda, z) = \mu_{s,2}(\lambda, 0)e^{-z/H_s}, \quad (9.6-2)$$

式中 H_0 和 H_s 分别为大气标高和气溶胶粒子的标高， H_0 的平均值可以取为 1.25 公里；

$$\mu_R(\lambda, 0) = \mu_R(0.55) \left(\frac{0.55}{\lambda} \right)^4, \quad (9.6-3)$$

$$\mu_R(0.55) = 9.45 \times 10^{-3} \rho_0 \text{ 公里}^{-1}, \quad (9.6-4)$$

$$\mu_{s,2}(\lambda, 0) = \left[\frac{3.912}{V} - \mu_R(0.55) \right] \left(\frac{0.55}{\lambda} \right)^{\nu'-2} \frac{K_{s,2}(\lambda)}{K_{s,2}(0.55)}, \quad (9.6-5)$$

式中 ρ_0 为地面空气密度，单位毫克/厘米³。

二、有了散射系数随高度的分布，便可以求得通过任意光程的透射比。考虑某一光程 l ，经过该光程的散射透射比为

$$\begin{aligned} T_s(\lambda) &= \exp \left\{ - \int \mu_s(l) dl \right\} \\ &= \exp \left\{ - \sec \alpha \int_{z_1}^{z_2} \mu_s(\lambda, z) dz \right\}, \end{aligned} \quad (9.6-6)$$

式中 α 为光的传播方向即光程 l 与垂直方向的夹角。将 (9.6-1) 和 (9.6-2) 式代入后，得

$$\begin{aligned} T_s(\lambda) &= \exp \left\{ - \sec \alpha \left[\mu_R(\lambda, 0) H_0 (e^{-z_1/H_0} - e^{-z_2/H_0}) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \mu_{s,2}(\lambda, 0) H_s (e^{-z_1/H_s} - e^{-z_2/H_s}) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (9.6-7)$$

或写成

$$J_z(\lambda) = J_R(\lambda) \cdot J_{s, z}(\lambda) \quad (9.6-8)$$

当 z 不是太高时, 大气分布是线性的, 再利用 $dp = \rho g dz$, 则

$$J_R(\lambda) = \exp\left\{-\frac{\mu_R(0.55)}{\rho_0 g} \left(\frac{0.55}{\lambda}\right)^4 |p_2 - p_1| \sec\alpha\right\}, \quad (9.6-9)$$

式中 g 为重力加速度, p_1 、 p_2 为 z_1 、 z_2 高度处的大气压强。

将 (9.6-5) 式代入, 得

$$J_{s, z}(\lambda) = \exp\left\{\left[\left(\frac{3.912}{V}\right) - \mu_R(0.55)\right] \left(\frac{0.55}{\lambda}\right)^{n-2} \frac{K_{s, z}(\lambda)}{K_{s, z}(0.55)}\right. \\ \left. \times \sec\alpha H_0 \left|e^{-z_1/H_0} - e^{-z_2/H_0}\right|\right\} \quad (9.6-10)$$

三、大气分子吸收在消光中的作用有时并不能忽略, 但是这是相当复杂的问题, 难以仔细讨论。好在我们感兴趣的波长是在 (0.4—1.2) 微米波段内, 而在这个波段内只有水蒸气吸收是主要的。这里对水蒸气吸收的透射比的实验结果作些介绍。

实验结果表明, 吸收透射比 J_s 与光路上水蒸气含量 ω 有下列经验关系

$$J_s = 1 - A\omega^B, \quad (9.6-11)$$

式中 A 、 B 为与吸收带有关的常数, 见表 9.6-1, 若水蒸气密度为 ρ_s , 光程为 l , 则

$$\omega = \rho_s \cdot l, \quad (9.6-12)$$

单位为克/厘米²。

表9.6-1 不同吸收带 A 、 B 常数值

吸收带 (微米)	0.70—0.74	0.79—0.84	0.86—0.99	1.03—1.23
A	0.0279	0.0374	0.130	0.135
B	0.871	0.751	0.522	0.477

为了求得任意光程上的吸收透射比, 可以把经过光程的水蒸气含量写成

$$\omega = \int \rho_s dl = \sec\alpha \int_{z_1}^{z_2} \rho_s dz, \quad (9.6-13)$$

引进比湿 S_s , 定义为

$$S_s = \rho_s / \rho, \quad (9.6-14)$$

是同体积下水蒸气质量与湿空气质量的比值, 利用 S_s 的表达式, 则

$$\omega = \frac{\sec\alpha}{g} \int S_s dp, \quad (9.6-15)$$

实测结果表明, 比湿随高度的变化遵循下列经验规律。

$$S_s = S_{s_0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^4, \quad (9.6-16)$$

式中 S_{s_0} 、 p_0 为地面的比湿和大气压, S_s 、 p 为某一高度的大气参数, 因此

$$\omega = \frac{S_{s_0} \sec\alpha}{g p_0^4} \left(\frac{p_1^5 - p_2^5}{5}\right) \quad (9.6-17)$$

将上式代入 (9.6-11) 式便得任一光程的吸收透射比, 即

$$J_s = 1 - A \left[\frac{S_{02}}{5g\rho_0} \sec \alpha (p_1^s - p_0^s) \right]^B \quad (9.6-18)$$

大气中臭氧对可见光的吸收对空中爆炸的光辐射影响并不大, 但对于30公里高度以上的爆炸, 应该考虑臭氧层对光辐射的影响。通常将大气中臭氧按标准状态订正成相当于大气的厚度, 资料提供的臭氧厚度及其对 $\lambda = 0.55\mu$ 辐射的吸收系数随高度的分布见表 9.6-2。由表可见, 臭氧的最大厚度和吸收是在23公里高度上, 但吸收是比较小的。

表9.6-2 臭氧厚度及吸收系数 ($\lambda = 0.55\mu$) 随高度的分布

高度 (公里)	厚度 (毫米/公里)	吸收系数 (公里 ⁻¹)
4	2.25×10^{-2}	0.208×10^{-3}
8	2.28×10^{-2}	0.210×10^{-3}
14	9.67×10^{-2}	0.880×10^{-3}
18	12.2×10^{-2}	1.12×10^{-3}
20	16.4×10^{-2}	1.51×10^{-3}
22	19.7×10^{-2}	3.81×10^{-3}
23	19.8×10^{-2}	1.82×10^{-3}
24	19.3×10^{-2}	1.73×10^{-3}
25	18.0×10^{-2}	1.66×10^{-3}

参 考 文 献

- [1] R.A.Meclathey, et al. AD-753075. *Optical Properties of The Atmosphere*, 1972.
- [2] M.Born, E.Wolf, *Principles of optics*, 2nd ed.
- [3] B.A.阿姆巴楚米扬等人, 藏文译, 席泽宗译, 理论天体物理学, 科学出版社, 1966.
- [4] S.W.Churchill, et al. AD-156131, 1957.
- [5] 钱学森, 物理力学讲义, 科学出版社, 1962.

第十章 光冲量

§ 10.1 概 述

一、光冲量是核爆炸的重要杀伤破坏因素之一，它占爆炸能量的（30—40）%。在几十万吨以上大当量的空中爆炸中，光冲量的杀伤破坏范围比其它因素的杀伤破坏范围都大，尤其是对于城市，杀伤破坏后果会更为严重。因此弄清它的规律具有重要意义。

光冲量定义为，在火球整个发光过程中，投射到垂直于光辐射传播方向的物体表面单位面积的总能量。假定火球遵循黑体辐射定律，那么至火球中心的距离为 R 的观测点处的光冲量为

$$F = J \frac{\sigma}{R^2} \int_0^{\infty} R^2 T^4 dt, \quad (10.1-1)$$

式中 J 为大气透射比，其它符号见前文，通常用的单位为卡/厘米²。

顺便指出，光冲量作为表征所含内容的术语是不确切的，确切说来，应该定义为光辐射辐照量或简称辐照量，它表达了正对爆心物体表面单位面积所受到的光辐射能量。但是，考虑到多年来的习惯用法，本书仍沿用光冲量这个术语。

从光冲量的杀伤破坏作用来看，它是就一个平面（张角为 π ）的物体表面来定义的。但是，就任何测量光冲量的仪器（探头）来讲，都有一定大小的视场角，示意如图 10.1-1 中的 β 角。在视场角所张的区域内，有两部分光束将进入，一部分是火球表面朝向仪器探头的半球，射向探头的直射光冲量 F_d ，另一部分是经过散射后进入探头的散射光冲量 F_s 。但就探头的视场角而言，视场角愈大，探头距火球的距离愈大，则进入探头的散射光冲量也就愈多，因此在同一距离上，仪器所接受到的光冲量值和视场角有直接关系，同视场角为 π 的平面所接受到的光冲量值有一定的差别。这一点给光冲量实测数据处理带来一些不确定的因素。但是，有些资料表明，当视场角从 $\frac{\pi}{2}$ 进一步增大后，散射光冲量的增量变化并不大。因

此，可以认为视场角为 $\frac{\pi}{2}$ 的探头所测得的结果基本可适用于平面的情况。

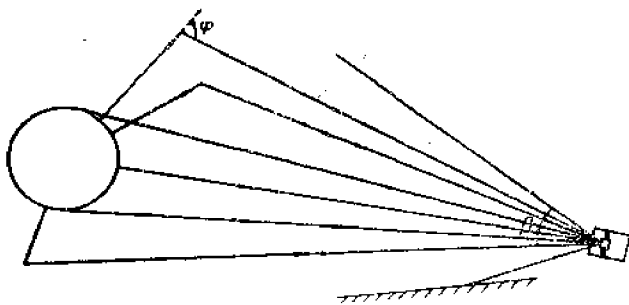


图10.1-1 视场角示意图

二、讨论光冲量的最大困难是准确给出大气透射比 J 。虽然可以通过实测来进行研究，也可以通过给定的大气模式从理论上来进行计算，但不同地域，不同时刻，爆炸条件不同都可能带来较大的差异，所以不论是半经验、半理论的结果，还是理论计算结果，与实测相比都难以给出精度较好的结果。再一点是物体所接受的光冲量与气象条件（云、雾、雨等）、地形条件和地貌等关系极大。即使在相同气象条件下，同一距离上，由于物体周围环境不同，就可能造成光冲量值有较大差异。虽然有些因素的影响可以进行一些半定量的分析，但难以给出确切的结果。所以，为了给出光冲量的一般公式，只能排除这些影响因素而仅讨论无云、正常大气和裸露平地（即低反射系数）条件下的光冲量规律。

§ 10.2 光冲量的半经验规律

一、这里主要讨论爆炸高度大于火球最大半径的空爆时地面和空中光冲量的半经验规律。当爆炸高度小于火球最大半径时，地面对火球的影响不能忽略，需要专门论述，这将在 § 10.5 中讨论。

光冲量公式可以写成标准形式

$$F = \frac{Q_0}{4\pi R^2} J, \quad (10.2-1)$$

式中 Q_0 为核爆炸的热当量， $\frac{1}{4\pi R^2}$ 为几何衰减因子， J 为大气透射比。将 Q_0 与 Q 的关系

(8.7-7) 式代入后，并将单位化为常用单位，即 R 以公里， Q 以千吨，则以卡/厘米² 为单位的光冲量公式为

$$F = \frac{38Q^{0.97}}{4\pi R^2} J. \quad (10.2-2)$$

讨论这个公式关键在于给出 J 。从国外公开发表的有关文献看， J 有多种形式，而且相互之间并不很吻合。这是比较符合实际情况的，因为在不同气象和地面条件下， J 确实不同。因此，要求给出与光冲量实测结果完全符合而且是普适的 J 是困难的，也是不符合实际的。但是给出在无云、正常大气条件下与实测基本符合的结果还是可能的。

根据光辐射迁移理论的扩散近似（见 § 9.4）， J 的一般形式可以写成

$$J = e^{-\mu R} + \alpha_1 (\mu R)^{\alpha_2} e^{-\alpha_3 \mu R}, \quad (10.2-3)$$

式中 α_1 、 α_2 、 α_3 为常数。这个式子的意义是清楚的，第一项表示大气散射所造成的削弱，第二项表示散射对光冲量的增强。代入 (10.2-2) 式后，则光冲量形式上可以写成直射光冲量和散射光冲量之和，即

$$F = F_d + F_s, \quad (10.2-4)$$

$$F_d = \frac{38Q^{0.97}}{4\pi R^2} e^{-\mu R}, \quad F_s = \frac{38Q^{0.97}}{4\pi R^2} \alpha_1 (\mu R)^{\alpha_2} e^{-\alpha_3 \mu R},$$

$$(10.2-5)$$

α_1 、 α_2 、 α_3 等常数的确定与消光系数 μ 同能见度 V 的关系有关。这里的 μ 原则上是 § 9.1 所

讨论的对火球光谱和对距离的平均消光系数，即 (9.1-6) 式。对于太阳的光谱而言，其峰值波长在 0.55 微米附近，而人眼对这个波段最为敏感。对于这个波段，如果忽略水蒸气的吸收，则大气的消光作用主要由散射所致，即

$$\mu \approx \mu_s(0.55) = \frac{3.91}{V} \quad (10.2-6)$$

由此可见，如果把火球在整个发光过程中的光谱和在不同距离上光冲量的光谱都近似为 $T \approx 6 \times 10^3 \text{K}$ 的太阳能光谱，那么 (10.2-3) 式中 μ 便可表为 (10.2-6) 式，显然这是描述大气消光系数的近似。

一般情况下，(10.2-6) 式并不准确，但可以假定仍具有这样的形式，即

$$\mu = \alpha_0 / V \quad (10.2-7)$$

式中 α_0 是与大气吸收、火球不同时刻的光谱以及距离等有关的特定数，一般有 $\alpha_0 \leq 3.91$ 。

不同文献根据不同测量条件给出了 α_0 的不同值。在距离较近时，例如 $\mu R < 2$ ，可以认为散射项贡献较小，主要为直射光冲量，可取

$$\alpha_1 = 0, \quad \alpha_0 = 3.91 \quad (10.2-8)$$

(10.2-5) 式的 F_d 便是 $\mu R < 2$ 近距离光冲量的公式。在使用这个公式时，对于距离可以和火球半径相比较时，式中 R 需要对火球最大半径进行修正。

关于 α_i 值的选取，这里推荐一些结果供参考。例如文献 [1] 根据在美国内华达试验场对可见光到近红外的实测结果，有如下的选择：

$$\alpha_0 = 2, \quad \alpha_1 = 0.7, \quad \alpha_2 = 1, \quad \alpha_3 = 1 \quad (10.2-9)$$

即

$$F = \frac{88Q^{0.87}}{4\pi R^2} e^{-2R/V} (1 + 1.4R/V) \quad (10.2-10)$$

这种形式最简单，散射所致的光冲量增量仅是 R 的线性函数。

再如，

$$\alpha_0 = 3.91, \quad \alpha_1 = 0.23, \quad \alpha_2 = 1.6, \quad \alpha_3 = 0.65 \quad (10.2-11)$$

$$F = \frac{38Q^{0.87}}{4\pi R^2} e^{-\mu R} \left[1 + 0.23(\mu R)^{1.6} e^{0.36\mu R} \right] \quad (10.2-12)$$

在这个式子中，散射部分随距离增加得比较快，当 $\mu R = 4$ 时，散射光冲量是直射的 10 倍， $\mu R = 8$ 时，近 100 倍。换句话说，当 $R \geq V$ 后，基本上是散射光冲量。

与后两节的理论计算相比，上述公式中散射光的贡献都偏大，尤其是 (10.2-12) 式，将在下两节中还要讨论到。

二、在空中爆炸条件下，不论地面还是空中观察点都不可能与爆心完全位于一个水平面上。与大气消光系数相联系的能见度，尤其是通过气象观测的能见度都是指地平面的水平能见度，只能反映地面附近高度上大气的消光作用。前面已经讨论过， μ 随高度的衰减是非常显著的，因此无论地面还是空中光冲量，其公式都必须考虑斜程的消光系数。

令爆炸高度为 h ，我们来研究地面光冲量公式。利用 § 9.6 关于斜程大气透射比的结果，对于高度为 h 的平均消光系数

$$\mu = \frac{1}{h} \int_0^h \mu_z dz$$

$$= \frac{1}{h} \left[\mu_R^{(0)} H_0 (1 - e^{-h/H_0}) + \mu_0^{(0)} H_0 (1 - e^{-h/H_0}) \right], \quad (10.2-13)$$

而地面的 $\mu_R^{(0)}$ 和 $\mu_0^{(0)}$ 和能见度 V 的关系见 §9.5 的讨论, 将 μ 代入 (10.2-3) 式, 再利用 (10.2-2) 式, 便可以得到爆炸高度为 h 的地面光冲量公式。

(10.2-13) 式还是比较复杂的, 不便于计算。当 $h \leq 3$ 公里, μ 可以统一写成

$$\mu = \mu(0) e^{-h/H'_0}, \quad (10.2-14)$$

式中标高 H'_0 与能见度有关, 根据 H'_0 随不同能见度的分布可以拟合成本列形式

$$H'_0 = (a - b \log V)^{-1}, \quad (10.2-15)$$

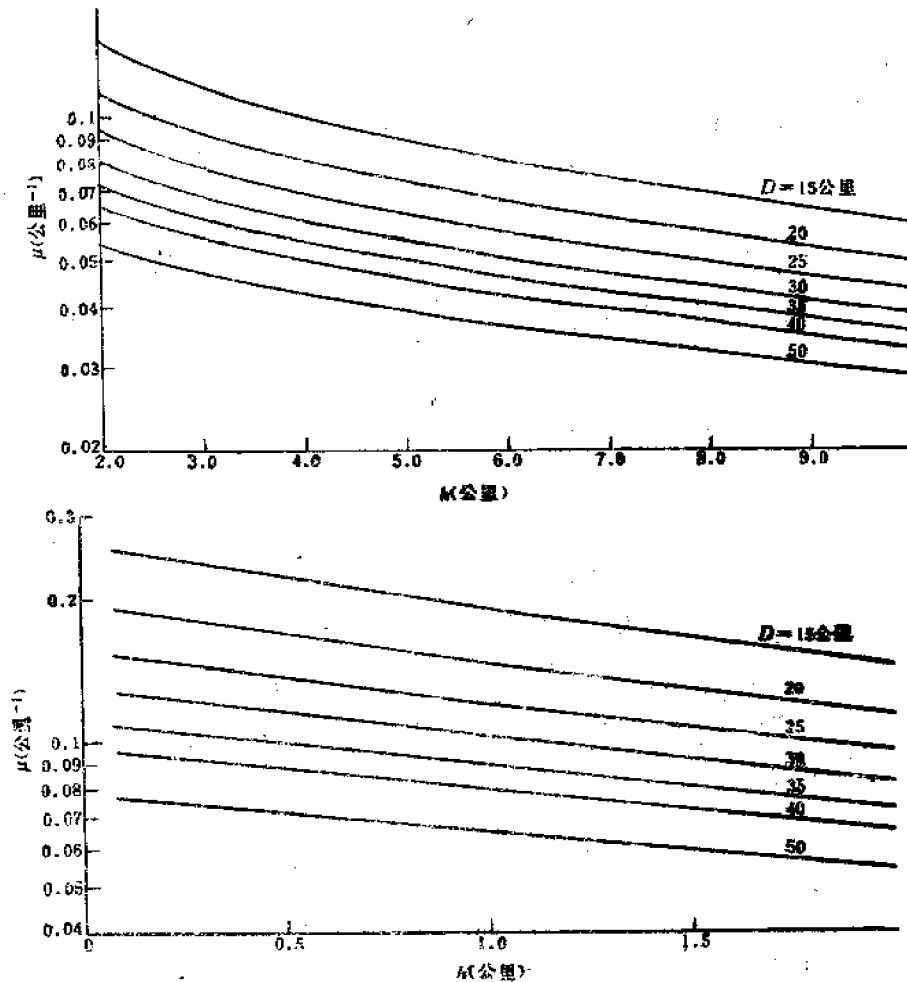


图10.2-1 μ 随高度和能见度的变化(D 为能见度)

则

$$\mu = \mu(0) \frac{H_0^i}{h} (1 - e^{-h/H_0^i}) \quad (10\cdot2-16)$$

在地平面即为海平面的条件下，参照文献[1]的数据，取 $a=1.057$ ， $b=0.437$ ，同时取 $\alpha_0 = 3.91$ 。图 10·2-1 给出了 μ 随高度和能见度的变化规律。

应该指出，这里给出的只是一种大气模式下的结果，对于不同大气模式，结果是会有一定差异的。

三、在低反射系数的地面条件下，空爆地面光冲量的公式中不含有地面反射这一项。从半经验这个角度看，不妨认为在确定大气透射比常数时已考虑到这个因子。显然它不适用于高反射系数（如冰雪覆盖地面）的情况。对于空中光冲量，即使是低反射系数的地面，也需要考虑地面的反射，理论和实践都表明，地面反射大于大气散射所产生的光冲量的增量。

对于空中光冲量

$$F = \frac{38Q^{0.87}}{4\pi R^2} J(1+A), \quad (10\cdot2-17)$$

式中 A 为地面反射系数。表 10·2-1 给出了不同地面的 A 的概略值。类似以上的讨论

$$J = \exp\left\{ \sec\alpha \mu(h_1) H_0' (e^{-h_1/H_0'} - e^{-h_2/H_0'}) \right\}, \quad (10\cdot2-18)$$

式中 h_1 为爆高， h_2 为观察点的高度， α 为观察点至爆点的天顶角， H_0' 为大气消光系数从爆高起向上衰减的标高， $\mu(h_1)$ 为爆高处的消光系数。显然，讨论中已忽略了大气散射所产生的光冲量的增量。

表 10·2-1 不同地面的反射系数

地面性质	反射系数(%)	地面性质	反射系数(%)
沙漠	24—38	雪或冰	46—90
不同类型庄稼	3—35	沙滩(干燥)	18—24
森林(绿色)	3—20	内地水	5—10
不同情况草原	14—47	海洋	3—7
土地(黑色)	8—24		

最后应该指出，由于存在前面所讨论的各种影响光冲量因素，要想得到精度较高的光冲量公式是比较困难的，能在 30% 的范围内与实测结果相符合，应该讲就是满意的。

§ 10·3 光冲量的一次散射理论计算

关于光冲量的理论计算方法，这里首先介绍比较直观的一次散射理论，而后在下一节介绍随机模拟的蒙特卡罗 (M·C) 方法的计算结果。

一、一次散射理论计算中做了如下假定：1. 多次散射对光冲量的增量可以忽略；2. 火球在整个发光过程的光谱能量分布遵循确定温度(假定为 $7 \times 10^4 \text{K}$) 的黑体分布；3. 为了简化计算，在所给定光谱能量分布中，大气的吸收可以忽略，仅考虑分子和气溶胶粒子的散

射；4. 火球被认为是点源。

在实际计算中，采用了前一章有关大气光学的参数，所用的散射函数和透射比重新写出：

$$f(\lambda, \theta) = \frac{3}{16\pi} - \mu_R 0.55 \left(\frac{0.55}{\lambda}\right)^4 \eta_R(\theta) + \frac{1}{2\pi} \left[\frac{3.912}{V} - \mu_R 0.55 \right] \left(\frac{0.55}{\lambda}\right)^{v'-2} \frac{\eta_s(\lambda, \theta)}{K_{s,2}(0.55)} \quad (10.3-1)$$

$$J = J_R \cdot J_{s,2} \quad (10.3-2)$$

$$J_R = \exp\left\{ -\frac{\mu_R(0.55)}{\rho_0 g} \left(\frac{0.55}{\lambda}\right)^4 |p_1 - p_0| \sec\alpha \right\} \quad (10.3-3)$$

$$J_{s,2} = \exp\left\{ -\sec\alpha \left[\frac{3.912}{V} - \mu_R(0.55) \right] \left(\frac{0.55}{\lambda}\right)^{v'-2} \times \frac{K_{s,2}(\lambda)}{K_{s,2}(0.55)} H_s \left| e^{-z_0/H_s} - e^{-z_1/H_s} \right| \right\} \quad (10.3-4)$$

式中 $K_{s,2}(\lambda)$ 和 $\eta_s(\lambda, \theta)$ 的数据见表 9.3-1 和图 9.3-2。

二、一般情况下，可令①、①、②、③分别表示爆点、观察点、空中某散射体元 dV 和地面某反射面元 $d\sigma$ 所在位置，如图 10.3-1 所示。现在来分别求出：1. 从爆点直射到观

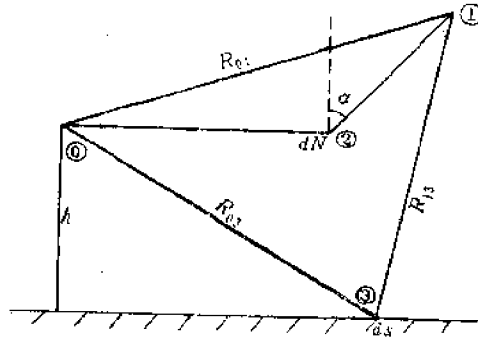


图10.3-1 一次散射坐标图示

测点；2. 任意散射体元②散射到观测点；3. 从任意面③反射到观测点的能量。

令核爆炸的光辐射能量为 Q_s ，波长从 λ 到 $\lambda + d\lambda$ 间隔内能量份额为 $d\phi(\lambda)$ ，即

$$d\phi(\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} 4\pi R_0^2 B_\lambda(T) dt}{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} 4\pi R_0^2 B_\lambda(T) dt d\lambda} \quad (10.3-5)$$

式中 $B_\lambda(T)$ 为火球亮度。则波长为 λ 的入射能量为

$$dE_1 = \frac{Q_s d\phi(\lambda)}{4\pi R_{01}^2} J_{0,1} \cos\omega \quad (10.3-6)$$

式中 ω 为光线与观测点接受面法线的夹角, R_{01} , J_{01} 为 ①, ① 两点之间的距离和透射比。因此直射相对光冲量比为

$$\frac{F_d}{Q_s} = \frac{1}{4\pi R_{01}^2} \int J_{01} d\phi(\lambda) \quad (10.3-7)$$

令图 10.3-1 中 ② 点有一散射体元 dV , 射入散射体元的能量为 dE'_1 , 它的表达式和 (10.3-6) 式有同样的形式, 只须将脚标 “1” 换为 “2” 即可。考虑到散射后的角分布, 那么经 dV 散射后到达观测点波长为 λ 的能量为

$$dE_2 = \int \frac{dE'_1}{R_{21}^2} f(\lambda, \theta) J_{21} \cos\omega' dV \quad (10.3-8)$$

式中 ω' 为散射光线与观测点接受面法线的夹角, R_{21} , J_{21} 为 ②, ① 两点之间的距离和透射比。因此, 散射光冲量比为

$$\frac{F_s}{Q_s} = \int \int \frac{1}{4\pi R_{02}^2 R_{21}^2} J_{02} J_{21} f(\lambda, \theta) \cos\omega' dV d\phi(\lambda) \quad (10.3-9)$$

假定地面对光的反射特点可近似为朗伯反射面, 即经反射后的角分布为余弦分布。令地面的反射系数为 A , dE'_1 为爆心到面元 $d\sigma$ (图 10.3-1) 中 ③ 点的直射能量, 则地面的反射亮度为

$$B = AdE'_1/\pi \quad (10.3-10)$$

反射到观测点的能量为

$$dE_3 = B \sin\delta \cos\omega'' d\sigma / R_{03}^2 \quad (10.3-11)$$

式中 δ 为面元法线与入射线夹角的余角, 即 $\sin\delta = h/R_{03}$, ω'' 仍为反射光与观测点接收面法线的夹角。因此反射相对光冲量比为

$$\frac{F_r}{Q_s} = A \int \int \frac{1}{4\pi^2 R_{02}^2 R_{21}^2} J_{02} J_{21} \sin\delta \cos\omega'' d\phi(\lambda) d\sigma \quad (10.3-12)$$

最后得光冲量为

$$F = F_d + F_s + F_r \quad (10.3-13)$$

计算直射光冲量 F_d 不会遇到什么困难, 但是, 计算散射和反射部分 F_s , F_r 时遇到的几何比较复杂, 需要将各式中出现的 dV , $d\sigma$ 散射角 θ 和各点间距离表为同一坐标系中的变量。例如选定观测点为直角坐标系的原点, 可以简化上述诸量的表达形式。其次遇到的复杂之处是多重积分的计算, 这需要在电子计算机上实现, 详情可参考专门文献。

虽然这里将光冲量分为三个部分列出, 地面反射只是对于空中测点才有意义, 对于地面测点无需考虑。

三、现选取如下参数来介绍有关的计算结果: $H_0 = 1.25$ 公里; 海平面的瑞利散射系数 $\mu_p(0.55) = 0.0124$ 公里⁻¹, $V \approx 23$ 公里, 爆炸高度 $h = 3$ 公里, $A = 1/3$ 。

图 10.3-2 给出了爆炸高度为 3 公里的空中爆炸的地面相对光冲量的结果, 图 10.3-3 给出了同样爆炸条件下 (Q 为百万吨级) 观测点高度为 10.5 公里的空中光冲量结果。

从地面光冲量来看, 虽然 F_d 、 F_s 都随距离衰减, 但 F_s/F_d 是随距离而增加的, 大约在 $R \approx 4V$ 时, 趋于 1, 直射项和散射项贡献相当; 当 $R > 4V$ 时, 散射项大于直射项。即使 R 在几公里范围内, 散射项的贡献也不能忽略, 例如 $R = 5$ 公里, $F_s/F_d \approx 0.2$, 看来这个近似结果夸大了散射的贡献, 从而使得近距离的结果偏高。

计算结果还表明, 对于地面光冲量, 散射项的贡献与能见度有密切的关系, 在同一距离上能见度愈小, 散射贡献愈大, 如图 10·3-4 所示。

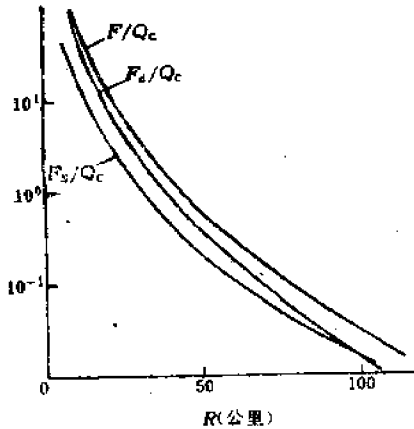


图10·3-2 地面相对光冲量 F_d/Q_c 、 F_s/Q_c 、 F/Q_c 随距离的变化

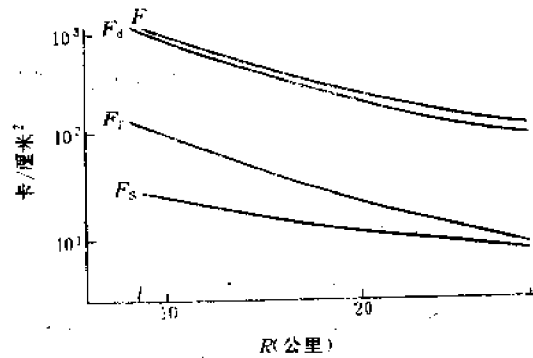


图10·3-3 空中(高度为10.5公里)光冲量 F 、 F_d 、 F_s 、 F_i 随距离的变化

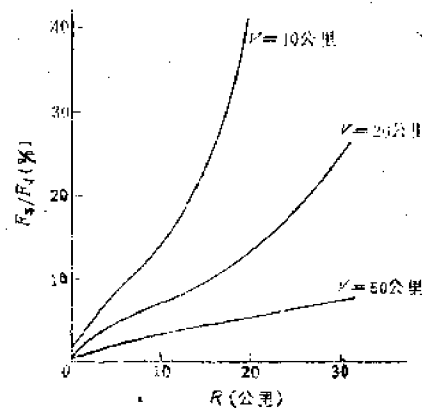


图10·3-4 散射、直射比与能见度、距离的关系

从空中光冲量结果看, 散射项与直射项之比也是随距离略有增加, 但总不等于 1, 远小于地面光冲量中的比值。反射与直射光冲量比值在几十公里范围内总在 10% 上下。

总的可以认为, 空中光冲量主要贡献来自直射部分, 散射和地面反射项贡献不超过 10%, 有的空中光冲量经验公式中只表达直射部分, 其结果与实测符合得还是比较好的, 计算证实了这个经验是正确的。

这个方法有它的局限性, 无法考虑火球温度、半径和距地面高度随时间变化的过程, 只

能提供光冲量，无法提供照度、能量积累过程、能量光谱分布等有意义的参量。另外，这个方法从计算角度来看也并不简单易行。

§ 10.4 光冲量随机模拟——蒙特卡罗方法 (M-C方法) 的计算

大气中非定常辐射迁移方程 (参见 § 9.4) 为

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \bar{\Omega} \cdot \nabla I = -\mu_0 I + j_0 \quad (10.4-1)$$

$$j_0 = \mu_0 \int \beta^*(\theta) I \frac{d\Omega'}{4\pi} + j_0 \quad (10.4-2)$$

原则上可以用来描述光辐射在大气中迁移的全过程，而且方程是线性的。但是，用一般数值解的方法会遇到下列困难：求解的几何是以爆心垂直地面为中心轴的轴对称二维几何；作为光源的火球有关参数如温度 T 、半径 R ，以及火球中心距地面的高度 H ，等随时间变化；散射为各向异性；存在地面而使得边界条件的提法比较困难。因此可以采用避免上述困难的随机模拟方法即 M-C 方法来模拟光子的迁移行为，以求得光辐射在大气中的传播规律。

火球发出的光辐射可以看成不同波长的大量光子组成的统计系统。就一个光子而言，它在大气传播中与大气分子或气溶胶粒子的作用过程如吸收、散射的规律是清楚的，但在空间某一点发生什么过程则是随机的。如果从大量光子组成的系统中抽出一部分随机样品——光子，并跟踪这些光子，观察它们与大气粒子的碰撞行为，而后根据这些行为，再求得观测点的光子系统的特征。如果抽出足够多的光子样品，那么它的特征也就代表了整个光子系统——光辐射的传播规律。这就是 M-C 方法的基本想法，要能抽出数千个光子进行跟踪计算，当然只有在电子计算机上实现。

计算结果证明，这个方法对于研究光辐射在大气中的迁移是适宜的，它能提供的参数比较多，地面和空中不同距离上的光冲量，照度，亮度，能量的光谱分布以及地面、云层对这些参数的影响等，其中许多是一次散射理论所不能提供的，有些作用过程也是其它近似理论所难以考虑的。

二、如何在计算机上实现 M-C 方法的技巧不拟在这里详细介绍，仅介绍计算的基本假定，大气光学参数、光子游动的基本过程和某些结果。

和前一节的假定相似，在整个发光过程中，火球的辐射遵循黑体辐射规律，火球的半径、表面温度随时间的变化和火球上升的规律都采用第八章中的有关结果。同样火球的辐射功率取

$$P(t) = P_{\infty} E^*(t^*) \quad (10.4-3)$$

式中

$$P_{\infty} = 3.9Q^{0.55} \quad (10.4-4)$$

$$t_{\infty} = 4.4 \times 10^{-2} Q^{0.42} (\text{秒}) \quad ; \quad \frac{t}{t_{\infty}} = t^* \quad (10.4-5)$$

E^* 的概略值见表 10·4-1。

表10·4-1 $E^*(t^*)$ 的概略值表

t^*	10^{-4}	10^{-3}	4×10^{-3}	10^{-2}	7×10^{-2}	10^{-1}	1	2	4	6	10	14
E^*	0.03	0.43	1.08	0.33	0.23	0.027	1	0.43	0.13	0.061	0.029	0.023

大气光学参数

$$\mu_{s, \lambda}(0.55) = \frac{0.546}{\lambda^{1.1551}} \left[\frac{3.912}{V} - \mu_R(0.55) \right] N_A^*(z), \quad (10 \cdot 4-6)$$

$$\mu_R(0.55) = 9.45 \times 10^{-3} \rho_0 (\text{公里})^{-1}, \quad (10 \cdot 4-7)$$

式中 ρ_0 为以毫克/厘米³为单位的空气密度。

气溶胶粒子的高度分布取自第九章文献[1]，按高度逐段拟合成以下形式

$$N_A^* = \begin{cases} e^{-z/1.2}, & 0 \leq z \leq 5, \\ 2.7e^{-z/0.27}, & 5 < z \leq 9.7, \\ 1.2 \times 10^{-4}, & 9.7 < z \leq 13.9, \\ 1.13 \times 10^{-7} e^{z/2}, & 13.9 < z \leq 16.2, \\ 3.8 \times 10^{-4}, & 16.2 < z \leq 23, \\ 1.9e^{-z/2.7}, & 23 < z \leq 26, \\ 4 \times 10^{-4} e^{z/13.7}, & 26 < z \leq 30, \end{cases} \quad (10 \cdot 4-8)$$

它们满足归一化条件，

$$\int_0^\infty N_A^* dz = 1.$$

地面反射系数取 $A = 0.25$ ，能见度 $V = 30$ 公里。

除上述散射外，还可以计入水蒸汽，臭氧和二氧化碳的吸收，因为它们贡献比较小，这里不再论列。

为了描述一个光子的马尔科夫游动过程，需要的光子参量为波长 λ ，飞行时间 t ，位置（径向距离 R 、高度 z 、极角 θ 和方位角 φ ）以及某一事件出现的权重 W_s ，而且这些参数都是随机变量。在抽样过程中，第一步从源即火球抽样，确定它的有关参数。第二步确定碰撞参数，因为经过碰撞后波长 λ 不变，主要是确定碰撞位置、方向，再根据散射过程确定碰撞后的方向和其它参数。由于光子只从火球表面发出，观测点到火球上（或下）边缘的切线距离 R_{max} 为光子直射的最远距离。当碰撞点至源的距离 $R > R_{max}$ ，则此方向上出射的光子只对观测点有散射贡献；当 $R < R_{max}$ ，则此方向的直射光子的贡献即为该观测点的光辐射参量的直射部分。第三步是在地面或空中某观测点作点记录，记录所跟踪的 N 个光子和每个光子通过 n 次碰撞所作的总贡献，即可求得该点的光冲量、照度、亮度、光谱和角分布等物理量。

三、在上述给定的大气条件下，这里仅介绍高度为 3.5 公里，当量为百万吨级空中爆炸的光辐射传播问题的部分结果。图10·4-1给出了地面相对光冲量 F/Q_0 和散射、直射比随水平距离的变化，图10·4-2给出高度为10.5公里的空中相对光冲量和散射、直射比随水平距离的变化。

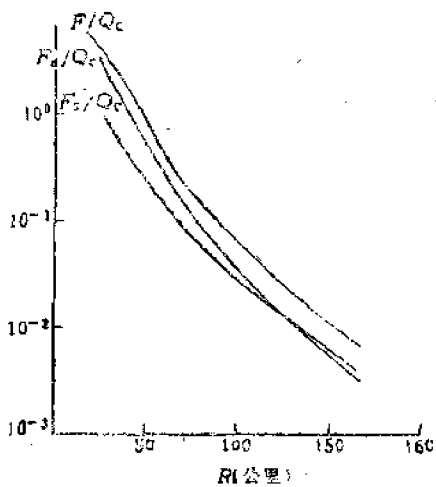


图10·4-1 地面 F/Q_0 、 F_d/Q_0 、 F_s/Q_0 随距离的变化

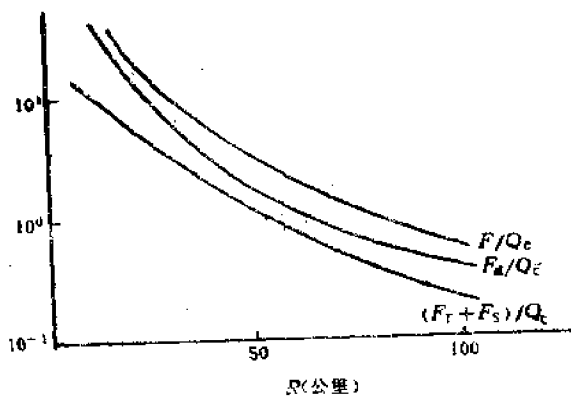


图10·4-2 空中 F/Q_0 、 F_d/Q_0 、 $(F_r + F_s)/Q_0$ 随距离的变化

将地面光冲量和一次散射理论计算结果比较，有许多相似之处，衰减规律也比较一致。散射与直射光冲量的比值大约当 $R \approx 4V$ 时相等，当 $R > 4V$ 时，散射贡献逐渐大于直射部分，当 $R < 5$ 公里时，散射贡献可以忽略，其比值 $F_s/F_d \approx (0.03-0.04)$ ，这一点和一次散射理论计算结果有较大的差异。换句话说，近距离可以不考虑散射项，这就提示我们，近距离或小当量条件下，半经验光冲量公式中只取第一项是可行的。

图 10·4-3 给出百万吨级当量空中爆炸的地面光冲量随距离的变化，并标出了收集到的实测结果，由图可见计算值与实测值基本上是符合的。当 $R > (40-50)$ 公里，理论结果偏高。

空中光冲量结果与上节的结果略有不同。在足够远处，例如 $R > 30$ 公里，散射和地面反射的贡献逐渐有所增加。和地面光冲量不同的是，散射和地面反射部分总是小于直射部分，计算结果表明最大约等于直射部分的 0.6—0.7，且随距离增加有减小的趋势，这个差异可能是 M-C 方法算得的直射部分偏小，散射和地面反射偏大所致。

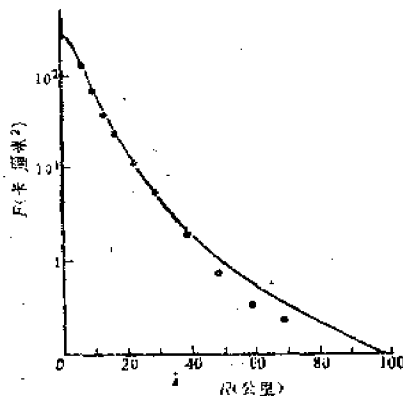


图10·4-3 百万吨级氢弹爆炸地面光冲量

§ 10·5 地爆光冲量

以上着重讨论了空中爆炸的光冲量，对于地爆，由于问题比较复杂，还只能介绍一些经验性的结果。

地爆产生大量土石介质卷入火球，使得火球的温度比空爆有所降低，发光过程增长。再考虑到冲击波传播扬起的尘土对光辐射的屏蔽作用，从而使得地爆光冲量和照度的规律同空爆相比有较明显的差异。

地爆条件下，地面光冲量有两个明显特点：在当量不变时，热当量随比高降低而降低，以触地爆为最低；对于触地爆炸，热当量和总当量比随当量加大略有增加。

仿照空爆光冲量公式，地爆光冲量也可以写成

$$F = \frac{Q_0}{4\pi R^2} J, \quad (10\cdot5-1)$$

$$Q_0 = W(h', Q) Q, \quad (10\cdot5-2)$$

W 为依赖于比例爆高 h' 和当量的定数。当 $h' \geq R_{fM0}$ ，(R_{fM0} 为 1 千吨当量时火球最大半径)，过渡到空爆，则

$$W = 38Q^{-0.08}, \quad \text{当 } h \geq R_{fM0}, \quad (10\cdot5-3)$$

当 $h' \leq R_{fM0}$ ， W 可以近似表为

$$W = a_1 e^{a_2 h'} Q^{a_3}, \quad \text{当 } h < R_{fM0}, \quad (10\cdot5-4)$$

式中 a_1 、 a_2 、 a_3 为常数，似乎只能由经验给出。从已知的文献看，美、苏有关文献给的结果不尽相同，这里推荐下列常数供参考：

$$a_1 = 9.8, \quad a_2 = 0.019, \quad a_3 = -0.13.$$

关于大气透射比 J ，前面已经介绍过不少经验表达式，例如 (10·2-9) 和 (10·2-11) 式。如采用 (10·2-9) 式，对于地平面，直射采用 $\mu = 3.91/V$ ，这里推荐的参数拟宜和 (10·2-12) 式结合适用。

二、为了便于比较起见，空爆和地爆无量纲的照度曲线见图 10·5-1。由图可见，地爆的

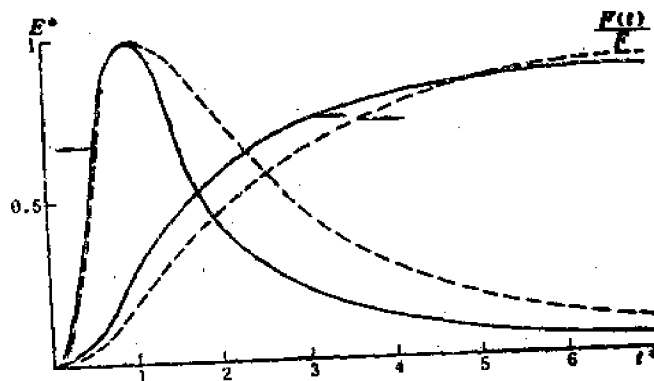


图 10·5-1 空爆、地爆无量纲照度曲线

——空爆；-----地爆

$E^*(t^*)$ 与空爆的结果相比,要“胖”得多,其理由是 P_{\dots} 变小, t_{\dots} 增长,除了 $t^*=1$ 这一点外, $E^*(t^*)$ 的其它点都比空爆对应的值偏大,对于 $0 < h' < R_{f,0}$ 的爆炸, $E^*(t^*)$ 在空爆与触地爆之间。

图中还给出光冲量的积累过程,即 $F(t)/F$ 随 t^* 的变化,空爆与地爆有些差异,前者积累过程快于后者,但差异不是太大。

§ 10·6 光辐射能量的光谱分布

光辐射的光谱分布可以分为两个问题讨论,一是火球的辐射光谱。另一个是不同观测点处光冲量的光谱。

一、火球的光辐射光谱是随时间变化的,我们比较关心的则是最大亮度到来附近时间内,即在主要发光时间内光辐射的光谱。要详细讨论这个问题比较困难,但可以从不同时刻与有效温度对应的光辐射的光谱与黑体光谱的偏离程度来讨论。经过对单色亮温随波长变化的研究,发现从第一最大亮度后的主要发光阶段中,波长从0.4微米到近0.7微米(即基本上在可见光波段内),火球与黑体的光谱十分接近,因而用黑体来描述火球光谱是个好的近似。当波长大于0.7微米之后,火球明显偏离黑体,红外部分的光辐射远比同温度的黑体强,示意如图10·6·1,图中实线表示黑体的光谱,虚线表示同温度的火球光谱。过了最小亮度后随有效温度升高,偏离愈显著,例如在 $\lambda = 0.8$ 微米处,相对温度偏离可达两倍左右。偏离的程度似乎和当量有关,随着当量加大,偏离程度有减小的趋势。

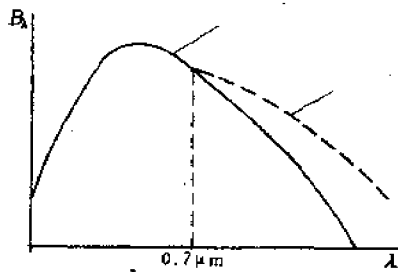


图10·6·1 火球与黑体的光谱差异示意图

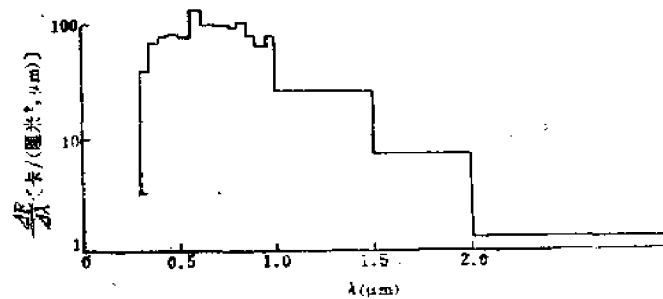


图10·6·2 10公里处光冲量的光谱分布

二、由于大气消光系数与波长有关,即

$$\mu \sim (1/\lambda)^{v'-2}, \quad v' \geq 2. \quad (10\cdot6-1)$$

短波削弱比长波削弱得多,因此即使火球是严格的黑体,随着光辐射在大气中的传播,在不同距离上的光冲量的光谱也势必向红外方向移动。

表10·6·1 地面光冲量概略能谱分布(百分比)

R (公里)	紫 外 ($\lambda < 0.4 \mu\text{m}$)	可 见 光 ($0.4 \mu\text{m} < \lambda < 0.76 \mu\text{m}$)	红 外 ($\lambda > 0.76 \mu\text{m}$)
8.6	6	43	51
16.6	5	41	54
24.6	4	42	54

§ 10.5 介绍的M-C方法关于光冲量的计算中, 提供了可供参考的结果。这个方法假定火球和黑体有相同的光谱, 对于 $V = 30$ 公里, 算出了不同距离处的能量按光谱的分布见表 10.6-1。图 10.6-2 还给出了地面 10 公里处光冲量的光谱分布。

由表可见, 紫外部分比例较少, 红外部分比较大。为了比较起见, 现列出 6000K 黑体的分布见表 10.6-2。比较这两个表可见, 光冲量的能谱与黑体还是差得比较多的。基本特征是可见光特别是红外部分比黑体的强, 紫外部分较弱。

表 10.6-2 6000K 黑体的能谱分布 (百分比)

λ (μm)	0.2—0.4	0.4—0.7	0.7—4
%	13.8	37.5	47.6

如果进一步考虑到火球光谱的红外部分较强的话, 那么光冲量的红外部分比例比表 10.6-1 所列的数据还要大, 也就是说红外部分所占能量比例在一半以上, 这个结论对于研究光冲量的杀伤破坏效应是有参考意义的。

从计算结果可以看出, 随着距离增加, 红外所占能量比例有增加的趋势。

参 考 文 献

- [1] J.P.Cabill, et. al.: AD-277005, 1962.
- [2] M.G.Gibbons, AD-641481, 1966.

第十一章 裂变、聚变物理基础

§ 11.1 引言

核爆炸能量是由重核裂变或轻核聚变释放出来的。在核裂变或聚变的同时，发射出大量的中子和 γ 辐射。核裂变生成的产物大都是放射性的，它们在不断蜕变过程中也放出 γ 辐射和 β 射线，而且部分未裂变的核材料也不断地放出 α 粒子。所以，在核爆炸瞬间的弹体和爆炸后形成的火球都同时向外发射中子、 α 粒子、 γ 辐射和 β 射线，而后烟云继续向外发射后三种核辐射。由于 α 粒子、 β 射线在介质中的射程（见附录3.3和3.4）很短，容易被周围介质所吸收，因而，从瞬时杀伤的角度来看，可以不予考虑，而中子和 γ 辐射则具有较强的穿透能力（所以有些书称之为贯穿辐射），在空气中可以传播得很远，造成杀伤破坏。本书中所讲的早期核辐射，就是指的中子和 γ 辐射。

早期核辐射一般是指爆后约15秒钟之前释放出来的 γ 辐射和中子。由于裂变产物的蜕变、大气的吸收，尤其是作为源的火球、烟云的不断上升和扩大，使得约15秒钟以后裂变产物对地面辐射剂量的贡献已经可以略去（见图13.6-2），因此，在时间上选15秒为界。这个时间界限的选择是任意性的，但并不影响把早期核辐射和继后裂变产物继续释放出的剩余核辐射相区别。

早期核辐射经过大气的传播在爆心附近几千米范围内形成辐射场。它的特征和变化规律用中子积分通量（或剂量）和 γ 剂量的空间分布、能谱和角分布等基本参量来描述。本书这几章的基本内容就是研究这些基本参量的变化规律。这些参量除了与爆炸当量、爆炸方式、传播介质有关外，与其他杀伤破坏因素不同之处是与武器结构细节有较密切的关系。尤其是中子，这种依赖性更明显，因而有关中子场的参量，不同文献提供的结果都略有差异。这里提供的结果与美国、苏联公开文献的报道也不尽相同。从核爆炸效应的角度看，这个差异是容许的，但作为武器的诊断手段显然不能满足需要。因此，辐射场的研究还不能成为武器诊断的有力手段，但是 10^{-8} 秒以前瞬发 γ 辐射时间谱的测量却能给出武器内部核反应的信息。

讨论早期核辐射不能不涉及到核武器本身，可是有关核武器内部爆炸过程的定量分析的公开报道是极少的，这里只能根据仅有的文献做些介绍。这就使得早期核辐射源的讨论有较大的局限性，但并不妨碍后两章内容作为核爆炸效应参数的基础。

虽然早期核辐射的能量约占爆炸总能量的5%左右。但是由于中子、 γ 辐射的贯穿能力很强，在一定的范围内，甚至在一定的屏蔽条件下，都可能造成杀伤破坏。尤其是对于万吨级以下的小当量爆炸，早期核辐射的杀伤范围比其它几个因素都大，而且杀伤作用突出，对现代兵器电子学设备的破坏作用也很显著。加强辐射武器（俗称中子弹）出现以后，早期核辐射，特别是中子的杀伤破坏作用更引起人们的重视，因此掌握早期核辐射的规律，对于现代核武器的防护和使用都有重大意义。

裂变产物的 γ 辐射和 β 射线是核爆炸剩余核辐射的主要组成部分，另一部分就是土壤某些元素在中子辐照下活化所放出的 γ 辐射和 β 射线，即土壤的感生放射性。地爆时，由裂变

产物等形成的放射性尘粒较大，部分放射性尘粒很快回落到爆区地面。因此，裂变产物的剩余核辐射是造成爆区地面放射性污染的主要来源，感生放射性只是加重爆区的地面污染。对于爆炸高度较高的空爆，形成的放射性尘粒较小，爆区沉降很少，因此，爆区地面的放射性污染主要来源于土壤的感生放射性。同样，其它物体如兵器、装备、食物等也会在中子照射下活化，产生感生放射性。因此，感生放射性是中子的一个重要的次级效应，也是一个应该涉及到的杀伤因素。

为了便于后两章的讨论，这一章着重介绍后两章将涉及到的有关裂变、聚变物理的基础知识。

§ 11.2 核反应

一、这里主要关心的是中子与核的反应过程，为此，先列出中子的一般性质。

对于速度为 v ，质量为 m 的中子，它的总能量即为动能，

$$E = \frac{1}{2}mv^2,$$

与此对应的德布罗意波波长为

$$\lambda = h/mv = \frac{h}{\sqrt{2mE}}. \quad (11.2-1)$$

普朗克常数， $h = 6.626176 \times 10^{-27}$ 尔格·秒，中子质量

$$m = 1.00866501 \text{ 原子质量单位} \quad (11.2-2)$$

近似为 1，则

$$\lambda = \frac{2.86 \times 10^{-9}}{\sqrt{E}} \text{ (厘米)}, \quad (11.2-3)$$

其中 E 的单位为电子伏，

对于裂变，速度为 2.2×10^5 厘米/秒的热中子是重要的，它的有关数据为

$$E = 0.0252984 \text{ 电子伏}, \quad (11.2-4)$$

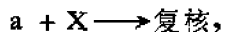
$$\lambda = 1.79818 \times 10^{-3} \text{ 厘米}. \quad (11.2-5)$$

由 $E = kT$ ，对应的温度为

$$T = 293.58 \text{ K}. \quad (11.2-6)$$

自由中子的半衰期为 11.0 ± 0.3 分。

二、可以用复核模型来描述核反应过程。也就是说，核反应过程可以分成二个阶段，当入射粒子与靶核碰撞时，首先为靶核所吸收而形成复核，然后复核分解，放出一个粒子或光子，并留下另一个反冲核（又称余核）。令 a 为入射粒子， X 为靶核， b 为发射粒子， Y 为余核，则这个过程可以写成



复核之所以发生分解，是因为复核处于高能状态或激发状态的缘故。复核的激发能等于被俘获粒子的动能和它在复核中的结合能之和。

当核处于激发态时，对应每一个激发态，有一个相应的平均寿期 τ ，它定义为核停留在该激发态直到放出一个粒子所需的平均时间。它与该激发态的能级宽度 Γ 相对应，这二者应满足测不准关系，即

$$\tau\Gamma \approx \hbar, \quad (11.2-7)$$

$\hbar = h/2\pi$ 。能级宽度 Γ 以电子伏为单位，平均寿期 τ 以秒为单位。实际上能级宽度代表了复核单位时间发生变化的概率。

若复核能通过几种方式发生变化，对应每一种变化方式都有一个能级分宽度 Γ_i ，那么能级总宽度应为所有能级分宽度之和，即

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i. \quad (11.2-8)$$

在一定条件下，发生某种核反应过程具有一定的概率，这个概率可以用核截面来表示。对于上述一般的核反应，假定入射粒子的总能量为 E ， E_r 为与复核的特定量子能级发生共振的能量值， Γ_a 、 Γ_b 为复核含粒子 a 、 b 时处于激发态时的能级宽度。布雷特-魏格纳证明随入射粒子能量 E 变化的某种核反应的截面为

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad (11.2-9)$$

式中 λ 为入射粒子的德布罗意波长， Γ 为复核在某一量子状态下的总宽度，截面的单位为靶，等于 10^{-24} 厘米²。

从布-魏公式可以看出，所谓共振是当入射粒子的能量恰好使复核的激发态接近于复核的能量为 E_r 的量子态时所发生的现象，它的特点是具有最大的核反应概率。

对于中子核反应，入射粒子 a 就是中子，当 Γ_a 与入射中子的能量无关时

$$\Gamma_a = k' \sqrt{E}, \quad (11.2-10)$$

这里 k' 是常数，再考虑到 λ 与 E 的关系，则中子反应截面为

$$\sigma = \frac{A}{\sqrt{E}} \frac{\Gamma_b}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad (11.2-11)$$

式中 A 为常数，

反应截面 σ 随着中子能量变化有如下几个特点：

1. 当 $E \ll E_r$ ，即中子能量远小于共振所要求的能量，则

$$\sigma \sim 1/v, \quad (11.2-12)$$

即截面与中子速度成反比，这是低能中子截面的一个极重要的性质。

2. 当 $E \approx E_r$ ，即中子能量接近或等于共振能时，中子的共振吸收截面为

$$\sigma_M \approx \frac{A}{\sqrt{E_r}} \cdot \frac{\Gamma_b}{\frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad (11.2-13)$$

与共振能平方根近似成反比。

显然，当 $\sigma = \frac{1}{2} \sigma_M$ 时，共振峰的宽度就等于 Γ ，因此 Γ 又称共振峰的半宽度。

3. 当 $\Gamma \gg E - E_0$, 则

$$\sigma \sim \frac{1}{v} \cdot \frac{\Gamma_1}{\frac{1}{4}\Gamma^2} \quad (11.2-14)$$

同低能中子截面相似, 与中子的速度成反比, 但出现的条件完全不同。

图11.2-1给出



的反应截面随能量的变化, 当 $E < 100\text{keV}$, $\sigma \sim 1/v$; 当 $E \approx 300\text{keV}$, 出现一个共振峰, 过了共振峰后, 也有一段 $\sigma \sim 1/v$ 。

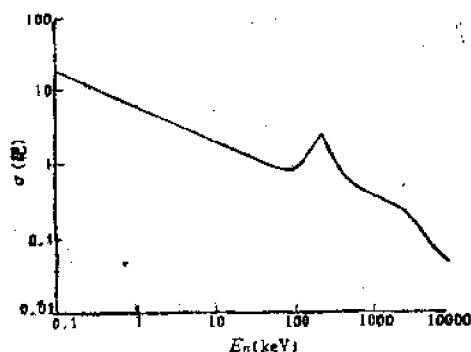


图11.2-1 ${}^6\text{Li} (n, \alpha) \text{T}$ 中子截面随能量的变化

§ 11.3 裂变过程

一、这里所关心的是 ${}^{235}\text{U}$ 、 ${}^{239}\text{Pu}$ 、 ${}^{233}\text{U}$ 在热中子作用下的裂变反应, 以及 ${}^{235}\text{U}$ 在能量为百万电子伏以上中子作用下的裂变反应。

热中子与裂变材料的核 X 的反应有两类, 一是裂变, 一是被俘获。令裂变截面为 $\sigma_f(X)$, 非裂变俘获截面为 $\sigma_c(X)$, 则非裂变俘获与裂变截面之比为 α , 即

$$\alpha(X) = \frac{\sigma_c(X)}{\sigma_f(X)} \quad (11.3-1)$$

另一个描述裂变的重要参量为每次裂变后所放出的平均中子数 $\bar{\nu}$ 。

$\sigma_f(X)$ 、 $\alpha(X)$ 、 $\bar{\nu}(X)$ 既与中子的能量有关, 也与裂变核 X 有关, 对于热中子的有关参数见表11.3-1。

表11.3-1 热中子致裂变的有关参数

	$\bar{\nu}$	σ_f (靶)	α
${}^{235}\text{U}$	2.43 ± 0.02	582.2 ± 2.2	0.171 ± 0.003
${}^{239}\text{Pu}$	2.87 ± 0.04	748.2 ± 4.9	0.371 ± 0.011
${}^{233}\text{U}$	2.48 ± 0.03	527.5 ± 2.4	0.092 ± 0.003

对于热中子来说, ^{235}U 的裂变截面是很小的, 不超过0.5毫靶, 但对于14MeV的高能中子, 其裂变截面可增加到 1.23 ± 0.05 靶。

一般说来, 每次裂变放出的平均中子数 $\bar{\nu}$ 随中子能量而略有增加, 对于所关心的几种核素, 可以写成

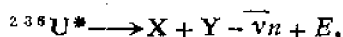
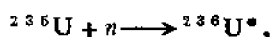
$$^{235}\text{U}; \quad \bar{\nu} \begin{cases} = 2.432 \pm 0.65E_n, & 0 \leq E_n \leq 1\text{MeV} \\ = 2.349 \pm 0.15E_n, & E_n > 1\text{MeV} \end{cases} \quad (11.3-2)$$

$$^{238}\text{Pu}; \quad \bar{\nu} = 2.874 \pm 0.138E_n, \quad (11.3-3)$$

$$^{238}\text{U}; \quad \bar{\nu} = 2.304 \pm 0.16E_n, \quad (11.3-4)$$

式中中子能量 E_n 的单位为 MeV。

二、裂变过程可用复核模型 (例如 ^{235}U) 描述如下



式中 X、Y 为裂变碎片, E 为每次裂变所释放出的能量。

每次裂变的裂变碎片一般是两块, 这两块的质量数相差比较大, 一块可以称为重裂变碎片, 另一块是轻裂变碎片。在大量核裂变中, 某一质量数的产物在核裂变总产物中所占的比例, 即裂变产额随质量数的分布见图 11.3-1^[2]。由图可见, 轻的一组的质量数从80到100, 重的一组从125到155。对于 ^{235}U , 裂变的最可能方式给出的产物质量数是95和139, 它们的总产额约占64%, 不同裂变类型的某些重要裂变碎片的产额见表 11.3-2。

三、裂变产物的最重要性质是它们具有放射性, 而且随时间不断地衰变。

放射性同位素原子数 N 的衰变规律可表示为

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N,$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (11.3-5)$$

式中 N_0 为 $t=0$ 时的放射性原子数, λ 为衰变常数。通常用放射性原子数衰变减少到原来

一半所需要的时间——半衰期 $T_{1/2}$ 来表征衰变的特点。 $T_{1/2}$ 和 λ 的关系为

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}. \quad (11.3-6)$$

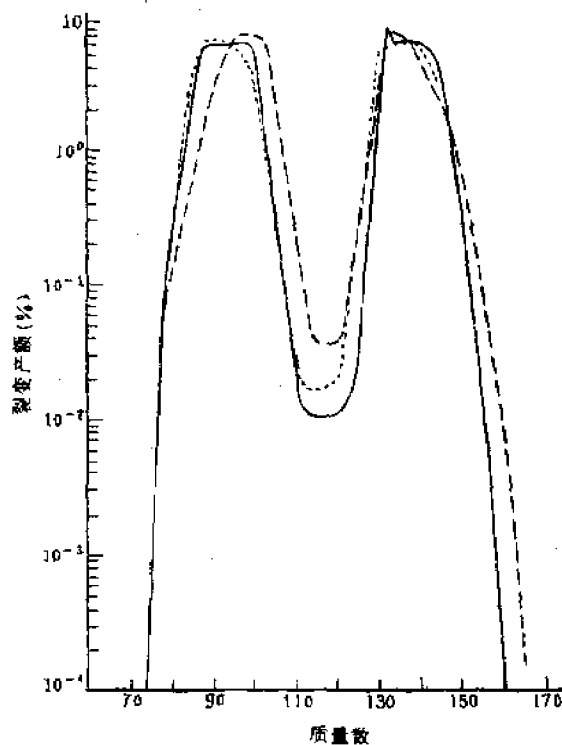


图11.3-1 裂变产额随质量数的分布
—— ^{235}U ; ^{233}U ; - - - ^{239}Pu

表11-3-2 不同裂变类型某些裂变产物的产额

裂 变 型 式	裂 变 产 额 (%)							
	⁸⁹ Sr	⁹⁵ Zr	⁹⁹ Mo	¹⁴⁴ Ce	¹⁴⁰ Ba	¹⁴³ Pr	¹⁴⁷ Nd	¹⁵⁶ Eu
²³⁵ U热中子裂变	4.79	6.3	6.06	6.0	6.3	6.2	2.6	0.014
²³⁵ U裂变谱中子裂变	5.0	6.7	6.1	5.1	5.5	—	2.4	0.024
²³⁵ U 8兆电子伏中子裂变	—	—	5.4	3.6	—	—	2.1	0.035
²³⁵ U14.5兆电子伏中子裂变	4.4	4.7	5.27	3.3	4.5	—	—	0.055
²³⁵ U裂变谱中子裂变	3.7	5.7	6.2	4.5	6.1	—	2.7	0.064
²³⁸ U 8兆电子伏中子裂变	—	—	6.2	4.1	—	—	2.7	0.09
²³⁸ U14.5兆电子伏中子裂变	2.3	4.9	5.93	3.1	4.6	3.2	2.0	0.016
氢弹爆炸	2.68	5.104	5.479	4.107	5.221	4.725	2.674	0.0698

放射性的强度或称活性定义为放射性源每秒钟有多少次核衰变，它与N的关系为

$$A = \lambda N = \frac{0.693N}{T_{1/2}} \quad (11-3-7)$$

可见半衰期愈长的一定量放射性同位素的活性愈弱。活性衰减规律同样满足

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (11-3-8)$$

式中 A_0 为初始时刻的活性。活性的单位用居里或卢瑟福，定义如下：

$$1 \text{ 居里} = 3.7 \times 10^{10} \text{ 核衰变/秒,}$$

$$1 \text{ 卢瑟福} = 10^6 \text{ 核衰变/秒.}$$

一般说来，裂变碎片衰变后的产物仍然是有放射性的。称衰变前的核为母体，衰变后的核为子体，那么子体原子数 N_2 随时间的衰变率为

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (11-3-9)$$

式中 N_1 为母体的原子数， λ_1 ， λ_2 为二者的衰变常数。通常可以认为母体开始衰变时不存在子体，那么其解为

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (11-3-10)$$

N_{10} 为 $t = 0$ 时母体原子数。

有下列几种简化情况：

1. 母体半衰期很长，子体的很短，即 $\lambda_1 \approx 0$ ， $\lambda_2 \gg \lambda_1$ ，则

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (11-3-11)$$

且

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad (11-3-12)$$

总活性为母体及子体活性之和，即

$$A = A_1 + A_2 \quad (11-3-13)$$

上述结果可以推广：只要母体的半衰期够长，即使有多代子体，长时间后都满足长期平衡关系，即

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots \approx \lambda_1 N_{10}, \quad (11.3-14)$$

$$A = \sum A_i$$

2. $\lambda_2 > \lambda_1$, 经过长时间后 $e^{-\lambda_1 t} \gg e^{-\lambda_2 t}$, 则

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t). \quad (11.3-15)$$

即两种核素以相同的速率衰变, 并保持一定的比例关系。这种平衡称为暂时或过渡平衡。

3. 子体比母体半衰期长, 即 $\lambda_1 > \lambda_2$, 则 (11.3-9) 式的解为

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} N_{10} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}). \quad (11.3-16)$$

同样, 长时间后 $e^{-\lambda_2 t} \gg e^{-\lambda_1 t}$, 有

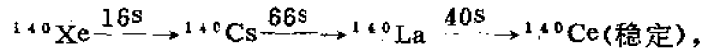
$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} N_{10} e^{-\lambda_2 t}. \quad (11.3-17)$$

即母子体混合物以子体的衰减速率衰变, 且其总活性即为子体的活性, 即

$$A \approx A_2. \quad (11.3-18)$$

对于 $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow \dots$ 的长衰变链的讨论请参阅有关专著。

裂变碎片的衰变链比较复杂, 有些较长, 有些较短, 但平均来说都要经过三个衰变阶段, 例如具有代表性的 ^{140}Xe 的衰变链如下:



其中 s 为秒, 标明的时间为半衰期。

表 11.3-3 列出了某些衰变链。

裂变产生近 60 种不同的放射性核素, 在短时间后, 由于衰变产生不同的子体, 便产生近 180 种放射性核素。在整个衰变过程中产生的长寿命核素的总产额见表 11.3-4。从对环境污染的角度来看, ^{90}Sr 、 ^{137}Cs 比较重要。

爆后一分钟裂变武器的 β 和 γ 总放射性强度为

$$A_\beta = 10^{11} Q (\text{居里}), \quad (11.3-19)$$

$$A_\gamma = 4 \times 10^{10} Q (\text{居里}), \quad (11.3-20)$$

式中 Q 以千吨为单位。

关于 γ 、 β 放射性随时间的衰变规律见下一节的讨论。裂变碎片混合物的总放射性随时间的衰减规律可表为

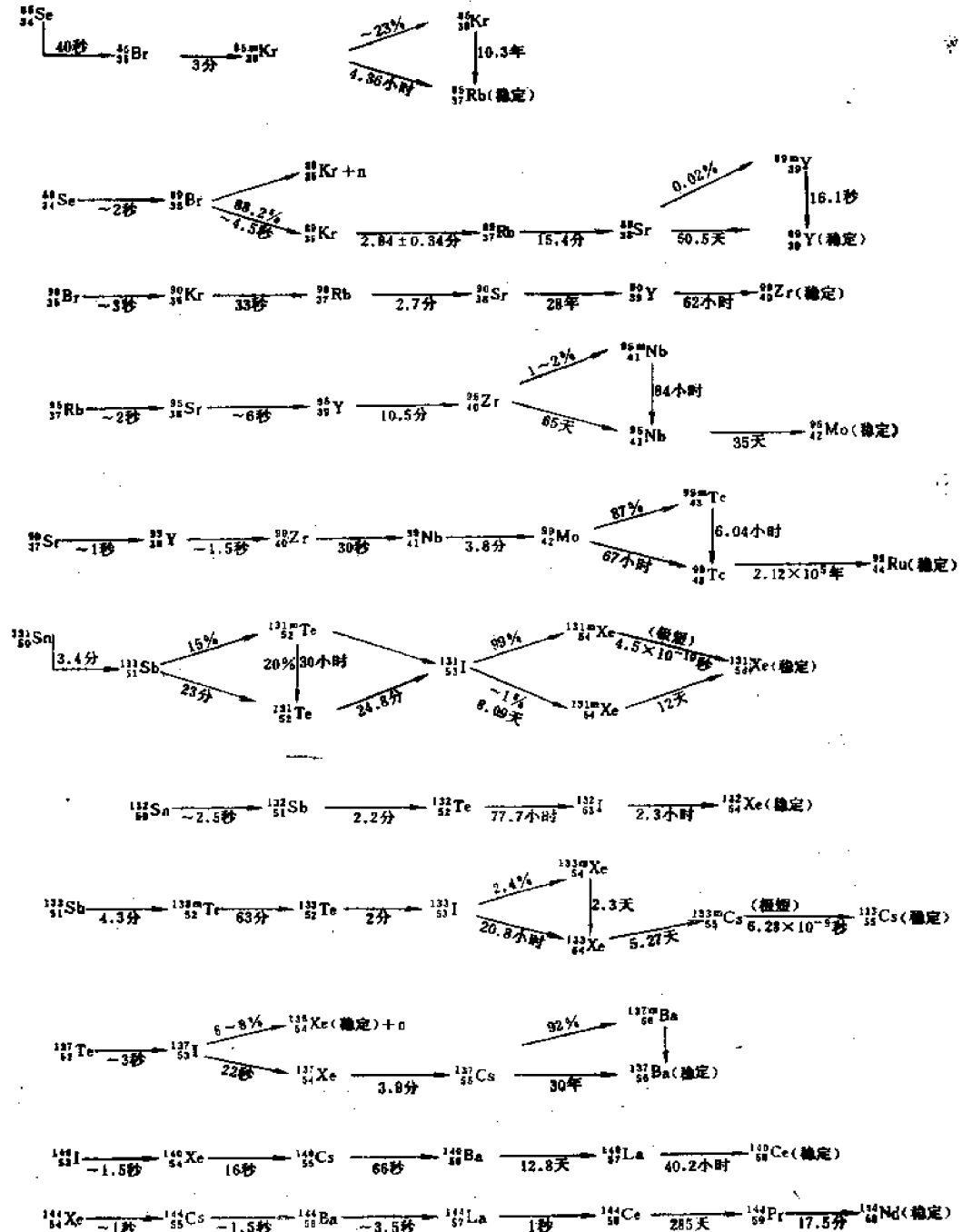
$$A = A_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^n, \quad (11.3-21)$$

式中 A_0 为 t_0 时刻活性, A 为 t 时刻活性, n 为有赖于时间的常数, 长时间平均值可取 1.2。

四、裂变碎片除了放射性特点外, 它们都具有很大的动能。测量的结果表明, 轻碎片获得的动能比重碎片的大, 它们的平均动能及其分配见表 11.3-5。

表 11.8-3

一些重要的裂变产物衰变链



表中m为同质异能素

本表引自反应堆手册

表11-3-4 裂变碎片衰变链中长寿放射性核素总产额 (^{235}U 的热中子裂变)

质 量 数	裂 变 产 物	产 额 (%)	半 衰 期 (年)
87	^{87}Rb	2.49	6×10^{10}
90	^{90}Sr	5.77	28
93	^{93}Zr	6.45	1.1×10^6
106	^{106}Ru	0.38	1.01
125	^{125}Sb	0.021	2.0
129	^{129}I	0.9	1.7×10^7
135	^{135}Cs	5.31—6.41	2.6×10^6
137	^{137}Cs	6.05—6.15	29
144	^{144}Nd	5.67	5×10^5
147	^{147}Sm	2.38	1.3×10^{11}
151	^{151}Sm	0.45	80

表11-3-5 裂变碎片的平均动能 (MeV)

核 素	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U
轻碎片	99.8 ± 1.0	101.8 ± 1.0	95.3
重碎片	68.4 ± 0.7	73.2 ± 0.7	67.4
总能	168.3 ± 1.7	175.0 ± 1.7	162.7

每次裂变释放出的总能量约 200MeV, 包括裂变碎片的动能, 裂变中子的动能, γ 辐射、 β 射线和中微子的能量, 各种资料提供的数据略有出入, 我们这里选用文献[1]给出的一组, 见表11-3-6。因为 ^{235}U 的能量分配和 ^{238}U 相同, 故表中未列。

表11-3-6 每次裂变能量分配

放 能 形 式	^{235}U		^{239}Pu	
	百万电子伏	百分比	百万电子伏	百分比
裂变过程中:				
碎片动能	168	82.1	175	82.6
中子动能	4.8	2.3	5.8	2.7
瞬发 γ 射线能量	7.5	3.6	7	3.3
裂变碎片衰变过程中:				
β 射线能量	7.8	3.8	8	3.8
γ 辐射能量	6.8	3.3	6.2	2.9
中微子能量	10	4.9	10	4.7
总能	205		212	

裂变释放的总能量中占82%左右的碎片动能将转化为力学、光学能量, 通过冲击波、光辐射的形式释放出来, 18%的能量被中子、 γ 辐射、 β 射线和中微子所带走。

关于核爆炸的当量有两种取法, 一种仅取可能化为力学、光学能量的部分, 即碎片动能, 另一种取法是取裂变全部能量; 本书采用后者。

一公斤 ^{235}U 、 ^{239}Pu 核的总数为 2.6×10^{24} 个, 如果全部裂变则释放的总能量为 2×10^{10} 千卡, 认定 1 公斤 TNT 炸药爆炸释放的能量为 1000 千卡, 那么烧尽一公斤裂变材料释放的能量与 20 千吨 TNT 炸药相当。

五、裂变过程释放巨大能量的条件是必需维持一个自持链式反应。这个条件可以用增殖因子来表示。所谓增殖因子 k ，它定义为新生一代的中子数和直接产生它的上一代中子数之比。显然，如 $k > 1$ ，那么链式反应就可以持续地进行。

如果开始有 n 个中子，则每一代中子的增加率应为 $n(k-1)$ ，令相邻两代间的平均时间（或称中子的平均寿命）为 τ ，那么

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k-1)}{\tau} = nk_{eff}, \quad (11.3-22)$$

$$k_{eff} = k - 1. \quad (11.3-23)$$

如果在裂变物质中有瞬时中子源，源强为 S_0 个/秒，则解为

$$n = S_0 e^{k_{eff} t / \tau}, \quad (11.3-24)$$

即中子数按指数律增长。

由上式可见， k_{eff} 是一个极重要的量，一般说来，它取决于下列四个主要过程：1. 中子在裂变系统中的损失或逃逸，通常叫泄漏；2. 核材料对中子的非裂变俘获；3. 核材料中杂质对中子的俘获；4. 核材料裂变所俘获的中子。换句话说，这四个过程都会使中子数减少，直接影响 k_{eff} 值。

τ 是两代中子之间的时间间隔，其量级为 1 秒（ 10^{-8} 秒）左右。

对于核装置，中子增殖系数写成

$$\alpha(t) = \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dt}. \quad (11.3-25)$$

从第一章介绍的 S 装置可以看出， $\alpha(t)$ 与装料、设计细节等因素有关，不可能有简单的表达式。从图 1.1-1 可以设想当 $\alpha(t)$ 到达峰值 α_0 后有如下的衰减形式

$$\alpha(t) = \alpha_0 - B(t, \epsilon), \quad (11.3-26)$$

式中 $B(t, \epsilon)$ 表达各种设计因素导致 $\alpha(t)$ 迅速下降的衰减因子，不妨称为熄火系数。这简单地假定它仅有赖于时间 t 和释放的能量密度 ϵ (千吨/厘米³)。再简单一些，可令

$$B(t, \epsilon) \sim \epsilon, \quad (11.3-27)$$

即 $B(t, \epsilon)$ 仅与释放的能量密度成正比。考虑到 $\epsilon \sim \int n dt$ ， $\dot{\epsilon} \sim n$ ， $\ddot{\epsilon} \sim \dot{n}$ ，且具有相同的比例系数，那么 (11.3-25) 式写为

$$\ddot{\epsilon} = (\alpha_0 - B \cdot \epsilon) \dot{\epsilon}, \quad (11.3-28)$$

式中常数 B 的单位取厘米³/秒·千吨，以 $\alpha = \alpha_0$ 的时间为时间零点，则^[11]

$$\dot{\epsilon} = \frac{2\alpha_0^2}{B} \cdot \frac{e^{-\alpha_0 t}}{(1 + e^{-\alpha_0 t})^2}, \quad (11.3-29)$$

$$\epsilon = \frac{2\alpha_0 e^{-\alpha_0 t}}{B \cdot (1 + e^{-\alpha_0 t})}, \quad (11.3-30)$$

其最大功率密度为

$$\dot{\epsilon}_{max} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_0^3}{B}. \quad (11.3-31)$$

当 $t \rightarrow \infty$, 则释放的总能量密度为

$$\epsilon(\infty) = \frac{2\alpha_0}{B_1} \quad (11.3-32)$$

S 装置的 $\dot{E}_{n, \dots}$ 为 7.25 (kT/Sh) , α_0 为 $1.32 \text{ (Sh}^{-1}\text{)}$, 由此定出 $B_1 = 0.12V \text{ (Sh/kT)}$, (V 为活性区的体积)。算出的 $Q = 22 \text{ kT}$, 比实际值小 10%。从上述极其简化的条件下得到, 核装置释放的总能量密度与中子增殖系数成正比, 与熄火系数成反比。当然, 实际情况要复杂得多。

这个简单讨论无非是要说明中子增殖系数的重要意义, 实际情况的讨论远脱离了本书的范围。

§ 11.4 裂变释放的中子和 γ 辐射

裂变释放的中子和 γ 辐射, 分为瞬发中子, 瞬发 γ 辐射和缓发中子、缓发 γ 辐射两大类。

一、瞬发中子是在裂变过程中释放出的中子, 故又称裂变中子。

^{235}U 的裂变中子的能谱可以用下述经验公式描述:

$$N(E_n) dE_n = 0.484 \sinh \sqrt{2E_n} e^{-E_n/kT} dE_n, \quad 0.075 < E_n < 17 \text{ MeV}, \quad (11.4-1)$$

或如图 11.4-1 所示^[1]。图示的特点是, 在低能区, $N(E)$ 随 $E^{1/2}$ 变化, 在高能区, 则随 E 的指数下降, 因而用麦克斯威分布来拟合比较简单, 即

$$N(E_n) dE_n = \frac{2}{\pi^{1/2} (kT)^{3/2}} E_n^{1/2} e^{-E_n/kT} dE_n, \quad (11.4-2)$$

$$kT = 1.29 \text{ MeV}. \quad (11.4-3)$$

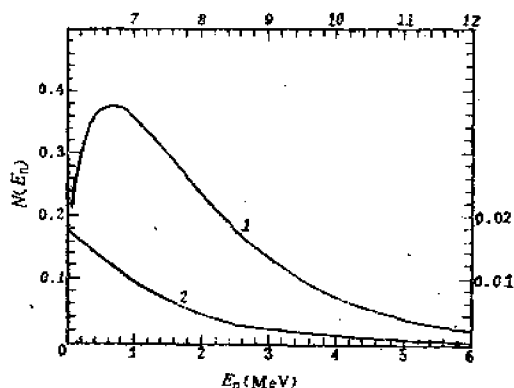


图 11.4-1 ^{235}U 裂变瞬发中子能谱

(1) 数据见左下轴

(2) 数据见右上轴

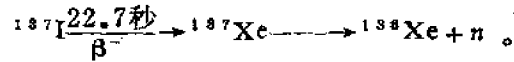
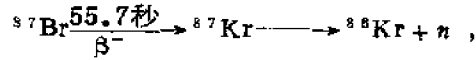
裂变中子的平均能量为

$$\bar{E}_n = \frac{3}{2} kT = 1.935 \text{ MeV}. \quad (11.4-4)$$

^{235}U , ^{239}Pu 的裂变中子的能谱可以认为与 ^{235}U 的谱基本相同。

每次裂变放出的中子数目 $\bar{\nu}$ 在前一节已经给出, 见(11.3-2)到(11.3-4)式。

裂变过程除放出瞬发中子外, 某些裂变产物由于中子过剩, 在衰变过程中也放出中子, 这部分中子称为缓发中子。80%以上的缓发中子是由 ^{87}Br , ^{88}Br , ^{137}I , ^{138}I , ^{139}I 等同位素放出, 其衰变链举例如下:



根据Br, I 同位素的半衰期, 缓发中子可以分为六组, 每组的中子产额与裂变的核素有关。表11.4-1列出了 ^{235}U , ^{239}Pu 和 ^{238}U 的有关参数。

表11.4-1 缓发中子的半衰期和产额

	半衰期(秒)	绝对产额%	平均能量(千电子伏)
^{235}U	55.72	0.052	250
	22.72	0.346	460
	6.22	0.310	405
	2.30	0.624	450
	0.61	0.182	520
	0.23	0.066	—
		总产额1.580	
^{239}Pu	54.28	0.021	250
	23.04	0.182	460
	5.60	0.129	405
	2.13	0.199	450
	0.62	0.052	520
	0.26	0.027	—
		总产额0.61	
^{238}U (快中子裂变)	52.38	0.058	
	21.58	0.602	
	5.00	0.712	
	1.93	1.708	
	0.493	0.989	
	0.172	0.33	
		总产额4.699	

快中子引起裂变的缓发中子产额与表11.4-1的数据是不同的, 如果以表列的 ^{235}U 裂变的缓发中子产额为1, 则不同能量的快中子引起裂变的缓发中子产额的比值参见表11.4-2。

表11.4-2 快中子引起裂变的缓发中子产额的比值

中子能量 (百万电子伏)	^{235}U	^{238}U
15	1.86±0.06	4.50±0.28
3.3	0.99±0.02	2.45±0.17
2.4	1.03±0.04	2.58±0.14

应该指出，这些表列的数据对于不同来源会略有差异，这里选自G.R. Keepin的书^[11]。

每组缓发中子的平均能量已列在表11·4-1中，其能谱如图11·4-2所示，图中虚线表示一种可能的分布，缓发中子的平均能量可取(0.40—0.55) MeV。

从缓发中子的产额可以看出，在裂变过程放出的中子总数中约99%为瞬发中子，缓发中子的比例很小。

二、在微秒量级时间以前释放出的伴随裂变过程的 γ 辐射称为瞬发 γ 辐射。

热中子引起 ^{235}U 的每次裂变释放出的 γ 光子数平均为7.5个， γ 光子^[12]出的能量约为7 MeV。因此每个光子的平均能量约为1 MeV，也有的数据是1.2 MeV^[2]。

瞬发 γ 辐射的能谱，见图11·4-3。这个分布曲线可由下式拟合：

$$\frac{dN(E_\gamma)}{dE_\gamma} = 6.7e^{-1.06E_\gamma} + 30e^{-0.88E_\gamma} (1/\text{MeV}) \quad (11\cdot4-5)$$

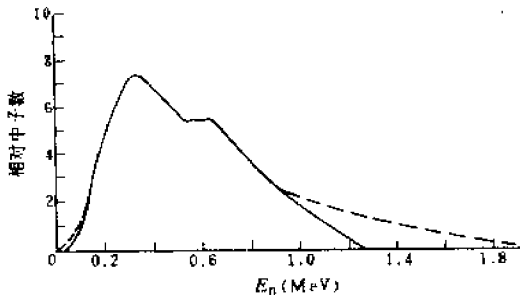


图11·4-2 缓发中子能谱

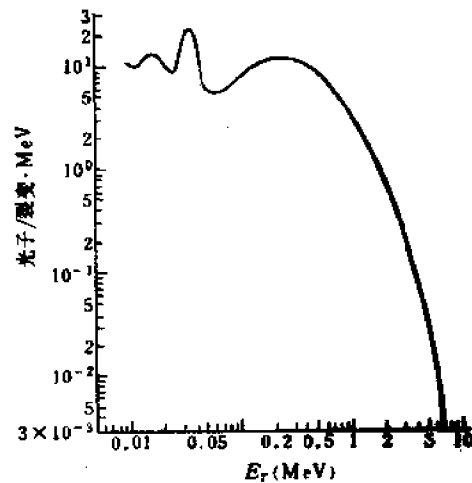


图11·4-3 瞬发 γ 辐射能谱

裂变以后， γ 辐射主要来自裂变碎片，时间在 10^{-5} 秒后的 γ 辐射称为缓发 γ 辐射，或称裂变产物 γ 辐射。

从微秒到15秒这段时间内， γ 辐射能量的释放过程可以分为两种。从 10^{-6} 到 10^{-3} 秒，是碎片的同质异能素跃迁放出的 γ 辐射， 10^{-3} 秒以后是短寿期的放射性同位素伴随 β 蜕变放出来的 γ 辐射。

^{235}U 裂变过程中 γ 辐射的能量释放率的变化是很快的，从 10^{-6} 秒到秒的时间内可以改变4—5个量级。裂变后从1秒到 10^5 秒的时间内，可以将大量放射性核素看作一个统计系统，那么这个系统平均每次裂变的放射性随时间的衰变规律，即能量释放率可以近似表为

$$u_\gamma(t) = 1.40t^{-1.2} (\text{MeV/秒} \cdot \text{裂变}) \quad (11\cdot4-6)$$

式中 t 的单位为秒，当 $t > 10^5$ 秒，可以写成

$$u_\gamma(t) = 11.7 \times 10^{-6} d^{-1.4} (\text{MeV/秒} \cdot \text{裂变}) \quad (11\cdot4-7)$$

式中 d 以天为单位。每次裂变 γ 辐射所占的能量为

$$q_\gamma = \int_0^\infty u_\gamma(t) dt \approx 7 \text{ MeV} \quad (11\cdot4-8)$$

比表11·3-5中数据略高。

^{239}Pu 与 ^{235}U 的 $u_\gamma(t)$ 略有差异,前者在 5×10^{-4} 秒之前稍大,之后又稍小。

^{238}U 快中子裂变放出的 γ 辐射能量和 γ 光子数,平均要比 ^{235}U 热中子裂变放出的 γ 辐射多60%,即 ^{238}U 的 $u_{\gamma_s}(t)$ 为 ^{235}U 的 $u_{\gamma_s}(t)$ 的1.6倍。

^{235}U 缓发 γ 辐射的能谱,见图11·4-4。由图可见,在裂变后近百秒的时间内, γ 能谱变化不大,可以近似认为谱形是一致的。

时间再长,由于组成裂变产物 γ 辐射能谱的大量谱线之间的比例关系随时间发生变化,能谱逐渐变软,平均能量 \bar{E}_γ 逐渐变小,爆后3—4天达最小,而后又略有增大, ^{239}Pu 的裂变产物 γ 辐射的 \bar{E}_γ 随时间的变化如表11·4-3所示。

几种裂变材料的裂变产物 γ 辐射能谱可以认为大致相同, ^{239}Pu 的谱略硬, ^{235}U 的谱略软。

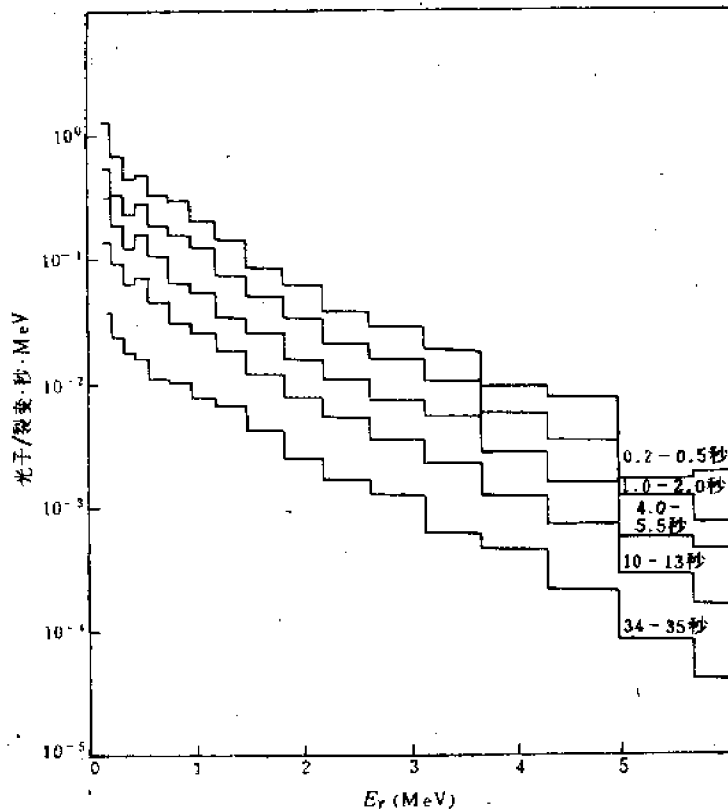


图11·4-4 缓发 γ 辐射能谱

三、裂变产物的 β 射线是由大量同位素混合物蜕变时释放出来的,它的能谱随时间的变化如图11·4-5所示。随着时间增大,能谱逐渐变软,其平均能量 \bar{E}_β 随时间的变化见表11·4-3。

每次裂变 β 放射性的衰变规律 $u_\beta(t)$,类似于 γ 放射性,可以表为

$$u_\beta(t) = \begin{cases} 1.26t^{-1.2}, & 1 \text{秒} < t < 10^5 \text{秒} \\ 1.6 \times 10^{-6} t^{-1.2}, & t > 10^5 \text{秒} \end{cases} \quad (11·4-9)$$

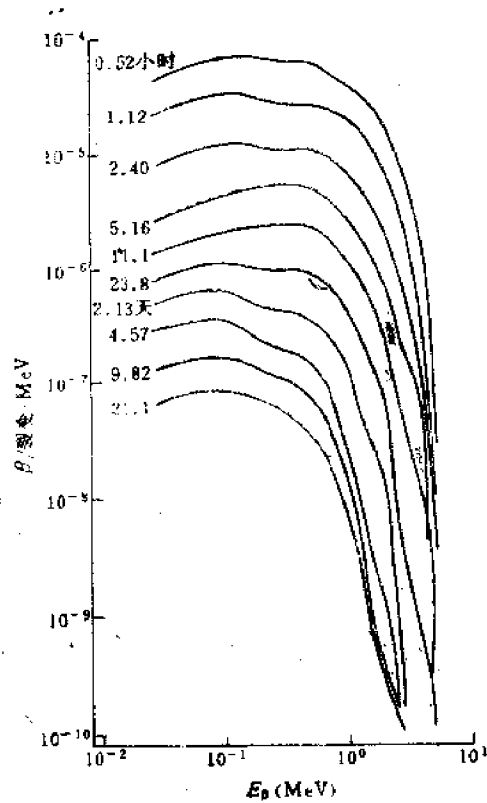


图11·4-5 不同时刻裂变产物的β射线能谱

表11·4-3 \bar{E}_γ 、 \bar{E}_β 随时间变化

裂变后时间	1小时	1天	2天	10天	100天
\bar{E}_β (MeV)	2.4	1.5	1.3	0.9	0.8
\bar{E}_γ (MeV)	0.88	0.64	0.56	0.63	0.66

单位与 $u_\gamma(t)$ 同。

放出 β 粒子的同时释放出中微子，它的能量约为 β 能量1.5倍。因此裂变产物的总能量释放率可拟合成

$$u(t) = \begin{cases} u_\gamma(t) + 2.5u_\beta(t) = 4.55t^{-1.2}, & 1 \text{秒} < t < 10^5 \text{秒} \\ (1.17d^{-1.4} + 3.9d^{-1.2}) \times 10^{-6}, & t > 10^5 \text{秒} \end{cases} \quad (11.4-10)$$

积分后，数值与表11·3-5中所列相近。

由于 γ 、 β 二者的放射性衰减规律不同，因此裂变产物中 β 射线和 γ 辐射放射性之比 β/γ 是随时间而变化的， ^{239}Pu 裂变 β/γ 比随时间的变化如表 11·4-4 所示。

表11·4-4 裂变碎片的 β 与 γ 放射性比值随时间变化

裂变后时间	1小时	1天	2天	10天	100天	1年
β/γ	0.8	1	0.9	1.1	1.9	3.3

§ 11.5 聚变过程

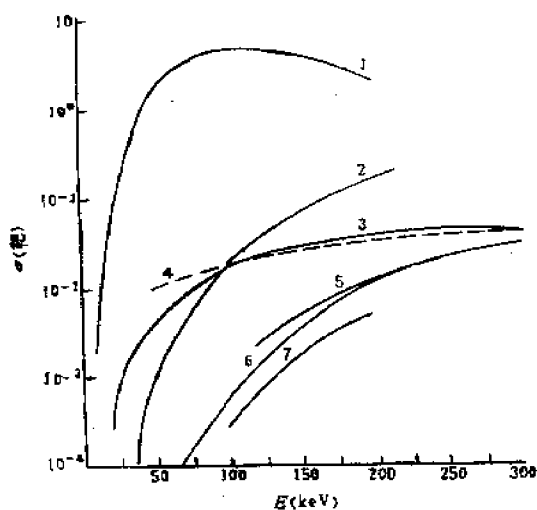
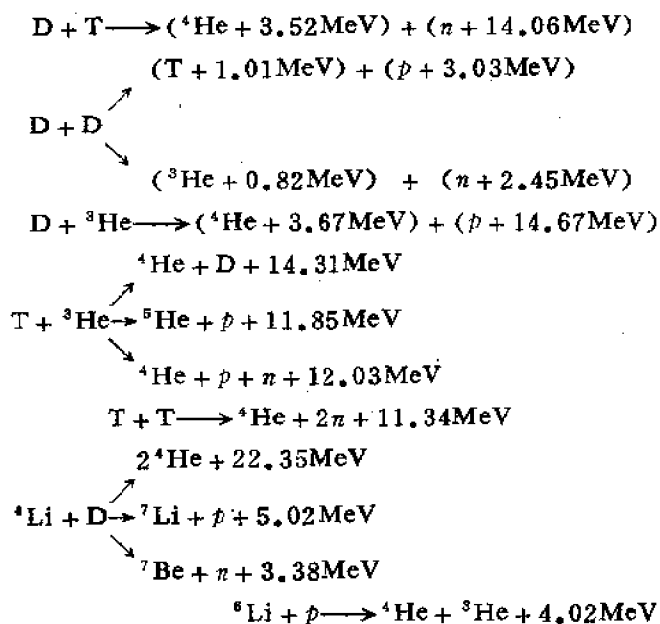
一、当物质被加热到百万度以上，轻原子便成为裸核，裸核在相互碰撞过程中，就有可能克服库仑势垒而发生核反应，这种反应称为热核反应或聚合反应。下面讨论以氘化锂(LiD)同它们的反应产物为基本核的聚变过程。

${}^6\text{Li}$ 在吸收中子后可以造氚，即



对于热中子，这个反应的截面 σ 为930靶，对 $E_n = 2.5\text{MeV}$ 和 14MeV ， σ 分别为0.2和0.03靶。

因此以LiD为基本核，在裂变中子作用下的通道为



- 1 — T (d, n) ${}^4\text{He}$ 17.577MeV
- 2 — ${}^3\text{He}$ (d, p) ${}^4\text{He}$ 18.341MeV
- 3 — D(d, n) ${}^3\text{He}$ 3.267MeV, D(d, p)T 4.032MeV
- 4 — T (t, 2n) ${}^4\text{He}$ 11.32MeV
- 5 — ${}^6\text{Li}$ (d, n) ${}^7\text{Be}$ 3.375MeV (或 ${}^6\text{Li}$ (p, α) ${}^3\text{He}$)
- 6 — ${}^6\text{Li}$ (d, p) ${}^7\text{Li}$ 5.02MeV, T (${}^3\text{He}$, α) b
- 7 — ${}^6\text{Li}$ (d, α) ${}^4\text{He}$ 22.35MeV

a	b	%
d	${}^4\text{He}$	43
p + n	${}^4\text{He}$	51
p	${}^3\text{He}$	6

图11.5-1热核反应截面随能量的变化

热核反应的截面同核的能量有关,不同反应通道的截面与能量的关系见图11·5-1。图中a(bc)d代表反应 $a+b \rightarrow c+d$,其中a开始时是静止核,后面的数字代表该反应释放出的能量。由图可以看出, D、T、 ^3He 反应比 ^6Li 反应截面大,因此实际上D、T反应是聚变反应的主要通道。

二、现在来讨论单位时间单位体积内轻核的反应次数,即反应率R。

令单位体积内1、2二种核的数密度为 N_1 、 N_2 ,这些核的速度为 \vec{v}_1 、 \vec{v}_2 ,且都满足麦克斯威分布 $f_1(\vec{v}_1)$ 和 $f_2(\vec{v}_2)$,这二个粒子的相对速度为 $\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$,其反应截面与相对速度的绝对值有关(象图11·5-1所表明)即 $\sigma(|v|)$,那么这两种粒子的反应率为

$$R = n_1 n_2 \int f_1(\vec{v}_1) f_2(\vec{v}_2) |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \sigma(|v|) d\vec{v}_1 d\vec{v}_2 = N_1 N_2 \overline{\sigma v}, \quad (11.5-1)$$

式中

$$f_{1,2} = \left(\frac{m_{1,2}}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_{1,2} v^2}{2kT}} \quad (11.5-2)$$

脚标1,2表示两种核粒子相应的量, $\overline{\sigma v}$ 表示对两种核粒子麦克斯威分布的平均。

引进二个粒子的质量中心速度 v_c 、折合质量 m_r 及质量和 m_s ,即

$$\vec{v}_c = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_2, \quad (11.5-3)$$

$$m_r = m_1 m_2 / (m_1 + m_2), \quad m_s = m_1 + m_2, \quad (11.5-4)$$

(11·5-1)式经过简化后得

$$R = N_1 N_2 \frac{(4\pi)^2}{(2\pi kT)^3} (m_1 m_2)^{3/2} \int_0^\infty v_c^2 dv_c \int_0^\infty v^3 \sigma(v) e^{-\frac{m_s v_c^2 + m_r v^2}{2kT}} dv, \quad (11.5-5)$$

对 v_c 积分后可得

$$\overline{\sigma v} = \frac{4}{(2\pi m_r)^{1/2}} \left(\frac{m_r}{m_s kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty U \sigma(U) e^{-\frac{m_r U}{m_s kT}} dU. \quad (11.5-6)$$

式中

$$U = \frac{m_1 v^2}{2}.$$

对于完全相同的粒子例如D-D反应,(11·5-6)式需要除以2,因为积分时对同一个粒子计及了二次碰撞。

知道 $\sigma(U)$ 就不难求出R,一般说来, σ 可以拟合成下式

$$\sigma = a_1 U^{-0.5} e^{-a_2/U}, \quad (11.5-7)$$

式中 a_1 , a_2 , a_3 皆为常数。对于D-D反应

$$\sigma_{DD} = \frac{288}{U} e^{-45.8/U^{1/2}}, \quad (11.5-8)$$

动能U以千电子伏为单位, σ_{DD} 以靶为单位。代入(11·5-6)式,积分后可得

$$R_{DD} = \frac{N_D^2}{2} \cdot 2.6 \times 10^{-14} T^{-2/3} e^{-18.75 T^{-1/3}}, \quad T < 50 \text{keV}, \quad (11.5-9)$$

同样

$$R_{DT} = N_D N_T \cdot 3.68 \times 10^{-12} T^{-2/3} e^{-17.5 T^{-1/3}}, \quad T < 50 \text{keV} \quad (11.5-10)$$

式中 T 以keV为单位。

$(\overline{\sigma v})_{DD}$, $(\overline{\sigma v})_{DT}$ 随温度的变化如图11.5-2所示。详细计算可参阅有关文献。

三、氢弹中热核反应过程比较复杂。为了看出一些基本特征，这里介绍简单热核反应的能量释放率。如果没有产生D、T的源，在某个确定温度下，D、T反应的动力学方程为

$$\frac{dN_D}{dt} = -N_D^2 (\overline{\sigma v})_{DD} - N_D N_T (\overline{\sigma v})_{DT} \quad (11.5-11)$$

$$\frac{dN_T}{dt} = \frac{N_D^2}{4} (\overline{\sigma v})_{DD} - N_D N_T (\overline{\sigma v})_{DT} \quad (11.5-12)$$

单位体积的能量释放率为

$$\frac{dE}{dt} = R_{DD} U_{DD} + R_{DT} U_{DT} \quad (11.5-13)$$

式中 U_{DD} 、 U_{DT} 为每一次D-D、D-T聚变所释放的能量。

在 $\frac{dN_T}{dt} = 0$ 的条件下，可以求得

$$N_T = \frac{N_D}{4} \frac{(\overline{\sigma v})_{DD}}{(\overline{\sigma v})_{DT}} \quad (11.5-14)$$

因为D-D反应有两个通道，故其平均能量 $U_{DD} = 3.65 \text{MeV}$ ， $U_{DT} = 17.6 \text{MeV}$ 。(11.5-13)式可进一步写成

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= N_D^2 (\overline{\sigma v})_{DD} \left(\frac{U_{DD}}{2} + \frac{U_{DT}}{4} \right) \\ &\approx 1.0 \times 10^{-12} N_D^2 (\overline{\sigma v})_{DD} \quad \text{焦耳/微秒} \cdot \text{厘米}^3 \quad (11.5-15) \end{aligned}$$

例如D-T反应，当温度为60千电子伏， $N_D = 10^{23}$ 和 10^{24} 个/厘米³时， $\frac{dE}{dt}$ 分别约为 2.5×10^{11} 和 10^{13} 焦耳/微秒·厘米³。

(11.5-15)式表明，聚变的能量释放率主要决定于温度和 N_D^2 。由图11.5-2可以看出，当温度低于20千电子伏， $\frac{dE}{dt}$ 随温度增长极快，当温度大于20千电子伏时， $\frac{dE}{dt}$ 与温度的关系不再那么敏感，主要由 N_D^2 决定。

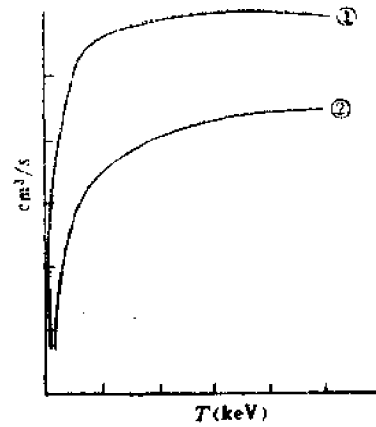


图11.5-2 $\overline{\sigma v}$ 随温度的变化
1—— $(\overline{\sigma v})_{DT}$ ，2—— $(\overline{\sigma v})_{DD}$
(横轴每格为20keV，纵轴零点为 10^{-21} ，每一格增一个量级)

在聚变过程中，每消耗一公斤氘大约产生180千吨TNT当量。

聚变产物除了氦是半衰期为12.5年的 β 放射性同位素外，其它产物都不是放射性同位素，这一点和裂变产物是不同的。

§ 11.6 核爆炸中子和 γ 辐射的泄漏

在核爆炸的条件下，裂变所释放出的中子和 γ 辐射大部分被核装置本身所吸收，只有一部分泄漏出来。泄漏出的中子、 γ 辐射的能谱和时间谱，简称泄漏谱。泄漏谱与核装置的材料、内爆炸过程中物质密度的分布及其随时间变化的过程有关，因此很难给出统一的规律。这里仍然利用第一章引用的文献[1]关于S装置的理论计算结果来进行讨论。虽然这些结果并不具有一般性，但其中某些特征对于了解中子、 γ 辐射泄漏谱是有意义的。

一、根据S装置的理论计算，前面已经介绍过，最大能量释放率的时间为13秒(sh)，过了1秒，即14秒时，系统达第二临界，即 $\alpha = 0$ 。假定裂变中子的平均能量为2MeV，速度为19厘/米秒，可见时间在13秒以前产生的中子大约在14秒便从系统泄漏了出来，换句话说，第二临界大致相当于中子泄漏率达到最大的时刻。

图11.6-1给出了 $t = 4, 14$ 和36秒时，泄漏出来的中子能谱，图中同时给出了裂变中子能谱。比较这些谱可以看出，第二临界处泄漏中子能谱比裂变谱要硬一些，且随时间增长而变软，当 $t = 36$ 秒时，能量低于26keV的中子比较多。

图11.6-2给出了 γ 辐射的平均泄漏能谱，可以认为不随时间变化，图中还给出了 ^{239}Pu

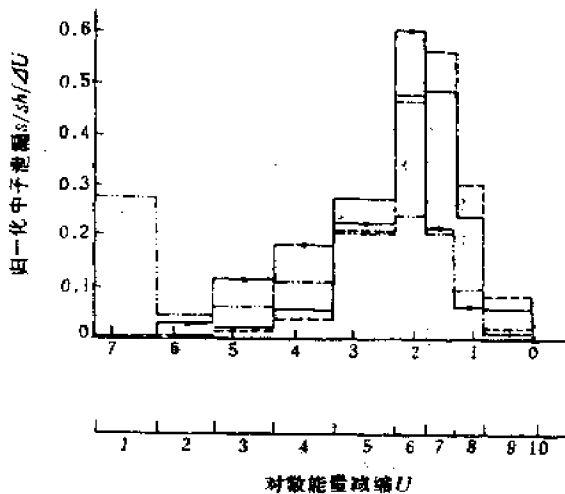


图11.6-1 泄漏中子归一化能谱

- $t = 4 \text{ sh}$, $\alpha = 1.3 \text{ sh}^{-1}$, 0%当量
- $t = 14 \text{ sh}$, $\alpha \sim 0$, 70%当量
- $t = 36 \text{ sh}$, $\alpha \sim 0$, 100%当量
- 裂变谱

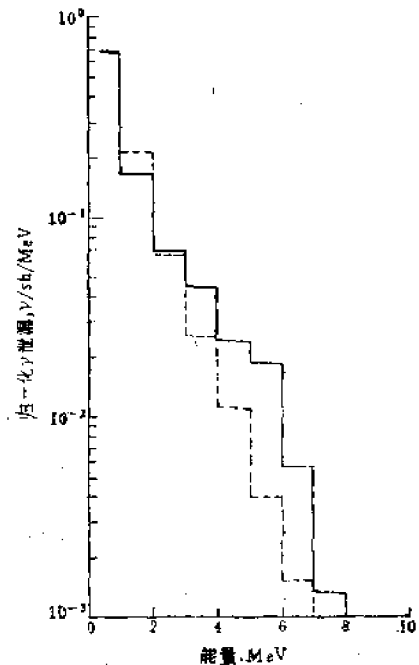


图11.6-2 γ 辐射平均泄漏能谱

- γ 泄漏谱; ----- Pu裂变 γ 能谱

的瞬发 γ 辐射能谱。比较可以看出， γ 辐射泄漏能谱比瞬发 γ 的要硬。这是因为 γ 辐射的低能部分被吸收以及中子与炸药相互作用产生高能次级 γ 辐射的缘故。

二、应该指出，以上有关泄漏的计算结果都是对特定S装置而言，不一定具有一般性。例如关于 γ 泄漏能量为裂变能量1%的数据，难以有普遍性，不同装置 γ 能量泄漏率是不同的，大约从1%—0.1%左右。

泄漏中子的能谱，同装置的结构关系比较密切，S装置的结果只能提供关于中子泄漏的物理图象，对不同装置定量结果是不尽相同的，例如图11·6-3中虚线给出同样是原子弹的泄漏中子能谱，与11·6-1的差别是比较大的，可见不同装置会有不同的谱。

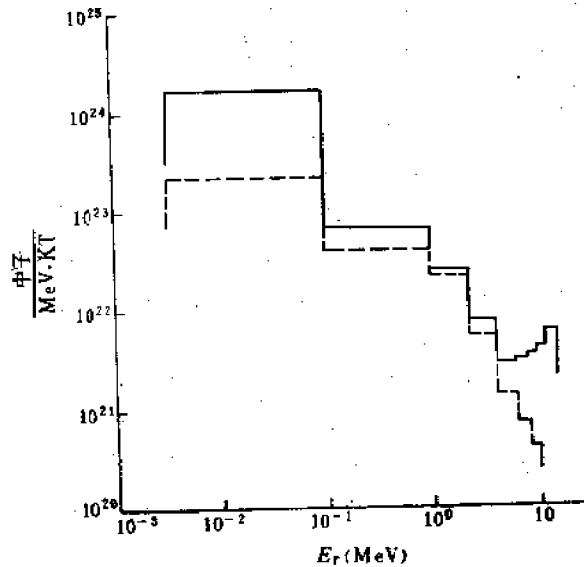


图11·6-3 原子弹、氢弹的泄漏中子能谱
 ----- 原子弹； —— 氢弹

对于氢弹，以上有关 γ 泄漏的结果仍然有意义，而中子泄漏情况要复杂得多。但有一点是可以指出的，由于聚变反应中出现14MeV的中子，因而在泄漏中子能谱中亦将在该能区出现一个峰，这个重要的特征是原子弹泄漏谱所不具有的。

图11·6-3中实线是氢弹爆炸的泄漏中子能谱，与图中虚线相比，最明显区别就是在14MeV的能区出现反映热核反应的特征峰。

参 考 文 献

- [1] G.R.Keepin, *Physics of Nuclear Kinetics*.
- [2] *American Institute of Physics Handbook*, 3rd edi.
- [3] R.F.Past, *Rev.Modern Phys.*28, (1956) 338.

第十二章 核爆炸中子

§ 12.1 中子与物质的相互作用

一、中子同不同核相互作用的特点与中子能量的关系极为密切，根据核爆炸中子的能量分布，可以将中子能量划分为下列各组：

热中子：	(0.025—0.2) eV
超热中子：	(0.2—1) eV
慢中子：	(1—100)eV
中能中子：	(100—0.5×10 ⁶)eV
快中子：	(0.5—15)MeV

通常讲的热中子是指能量为 0.025eV 的中子，和这里的区分是有差异的。从中子活化探测器的角度来区分，常常又把能量在 0.5eV 以下的慢中子称作等效热中子。

上列能量的中子与核相互作用的基本过程是：1. 弹性碰撞；2. 非弹性碰撞；3. 俘获；4. 裂变。这里关心的主要是前三种过程。

中子与核弹性散射时，将一部分能量转移给核，但不改变核的基态，其形式可能有两种，一种是在散射过程中，形成复核随后又放出中子（称为共振散射）。另一种是不形成复核，直接由核的势场散射（称为势散射），后一种散射只有在中子能量比较高时（对于重核 $E_n > 5\text{MeV}$ ）才会出现，而且散射角小，经散射后能量损失也小。在弹性散射过程中，动量和动能都是守恒的。

非弹性散射时，中子进入核内，形成激发态的复核，而后放出中子。激发态的核经过蜕变发出另一种粒子例如 γ 光子而后回到基态。在非弹性散射中，中子大部分能量转化为 γ 光子的能量，因而中子很快被慢化。发生非弹性散射时，动量是守恒的，但动能并不守恒。

俘获或吸收反应时，核吸收中子形成激发态的复核，然后放出 γ 光子（称为俘获 γ 辐射）或者带电粒子。俘获 γ 辐射是重要的次级 γ 辐射，了解它的特点，对于考虑对中子的防护是有重要意义的。

单个核与中子发生弹性散射，非弹性散射和俘获反应的概率用微观截面 σ_s 、 σ_i 和 σ_a 表示。

则总的微观截面为

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_i + \sigma_a = \Sigma\sigma_j \quad (12.1-1)$$

若每单位体积内发生 j 类反应的核数为 N_j ，则总宏观截面为

$$\Sigma = \sum_j N_j \sigma_j \quad (12.1-2)$$

如果考虑平行入射中子束，穿过厚度为 dx 的物质，单位面积中子数 Φ （简称积分中子通量）的减弱为

$$d\Phi = -\Phi\Sigma dx, \quad (12.1-3)$$

若物质是均匀的，则

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\Sigma x}, \quad (12.1-4)$$

式中 Φ_0 为 $x=0$ 的中子通量， Σ 为与物质发生某类反应的总截面。

引进中子对某一核反应的平均自由程 λ ，则

$$\lambda = \int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} dx / \int_0^{\infty} e^{-\Sigma x} dx = \frac{1}{\Sigma}, \quad (12.1-5)$$

(12.1-4) 式可以改写为

$$\Phi = \Phi_0 e^{-x/\lambda}. \quad (12.1-6)$$

如果忽略非弹性散射和裂变，则总平均自由程 λ 与散射、俘获平均自由程 λ_s 、 λ_a 的关系为

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_a}. \quad (12.1-7)$$

二、大气层核爆炸的中子主要在大气中传播，因此需要弄清中子与空气的相互作用。

在空气组成中，氮约占78%，氧约占21%，为主要成分，因此我们主要考虑中子与N、O核的相互作用。

图12.1-1给出了空气宏观总截面（曲线1）、俘获截面（曲线2）和非弹性散射截面（曲线3）随中子能量的变化，同时表12.1-1给出了不同能量中子的散射自由程 λ_s 。俘获截面在

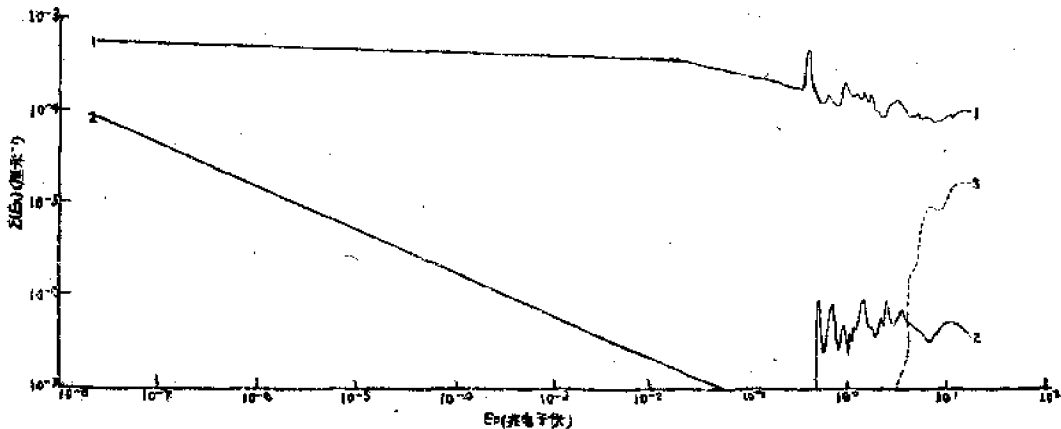


图12.1-1 空气宏观截面随中子能量的变化

1——宏观总截面； 2——宏观吸收截面； 3——宏观非弹性散射截面

表12.1-1 中子在空气中的散射自由程 λ_s (米)

E (eV)	λ_s (米)	E (eV)	λ_s (米)
10^7	139	10^4	33
5×10^6	103	10^3	26
3×10^6	100	10^2	21
1.5×10^6	91	10	21
1×10^6	81	5	20
5×10^5	62	0.1	19
10^5	40	0.025	17

千电子伏到热能区按 $1/v$ 规律变化，在低于0.2电子伏后的能区为总截面的主要部分。对于低能中子，俘获反应是重要的。非弹性散射截面随着中子能量增加而增大，因而对于快中子，非弹性散射才有意义。在热能以上全部能区中，弹性散射截面占其总截面的绝大部分。

在弹性散射过程中，由于空气原子核质量比较大，约为14.5原子质量单位，中子散射后损失的能量是比较少的，最大不超过25%，再考虑到空气只俘获能量很低的中子，因此在核爆炸条件下，爆心周围空气中积累了大量经过多次散射的中子，形成散射中子场或称慢中子云。

在弹性散射过程中，中子会改变运动方向形成一定的角分布。在质心参考系中，单位立体角的散射截面，即微分散射截面既与入射中子能量有关，也与散射角 θ 有关。对于空气，不同能量中子的微分散射截面随 $\cos\theta$ 的变化情况是，当 $E_0 < 0.8\text{MeV}$ ，微分散射截面与散射角关系较小，即散射近似为各向同性；当 $E_0 > 0.8\text{MeV}$ 时，散射呈现各向异性，但主要还是向前散射。

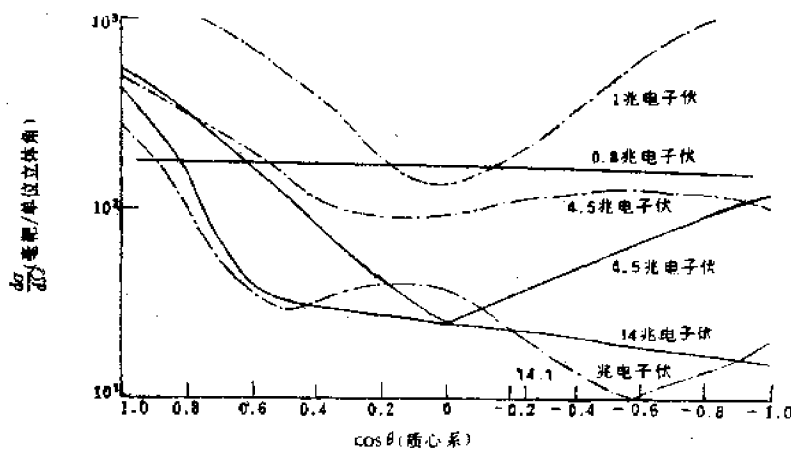


图12-1-2 空气中氮、氧微分弹性散射截面与能量和 $\cos\theta$ 的关系
——氮；- - - - -氧

三、中子与核的某些反应过程，只有当中子能量高于某个特定值—称为阈能才能发生，这种反应称为阈反应。也就是说，当能量超过核的库仑势垒的高度时，反应截面从零迅速增大到某一常数值。

阈反应所产生的同位素都是带有放射性的，因此可以通过被中子辐照后的放射性测量来确定能量大于阈能的中子通量，中子能谱和中子剂量。利用这种原理的探测器称为阈探测器，它已成为研究核爆炸中子场的重要手段之一。

如果截面随能量的变化是阶跃函数，令阈能为 E_0 及其相应的截面为 σ_0 ，中子能谱为 $\Phi(E)$ ，那么探测器的放射性应为

$$A \sim \sigma_0 \int_{E_0}^{\infty} \Phi(E) dE, \quad (12-1-8)$$

实际上，截面随能量的变化有一段缓慢变化的过程，例如图12-1-3给出了常用的阈反应的截面随能量变化。由图可见，并不存在阶跃值 σ_0 ，但我们可以引进有效阈能 E_e 的概念，在该能量下载面为常数 σ_0 ，若实际截面为 σ ，令

$$\int_0^{\infty} \sigma \Phi(E) dE = \sigma_0 \int_{E_{eff}}^{\infty} \Phi(E) dE, \quad (12-1-9)$$

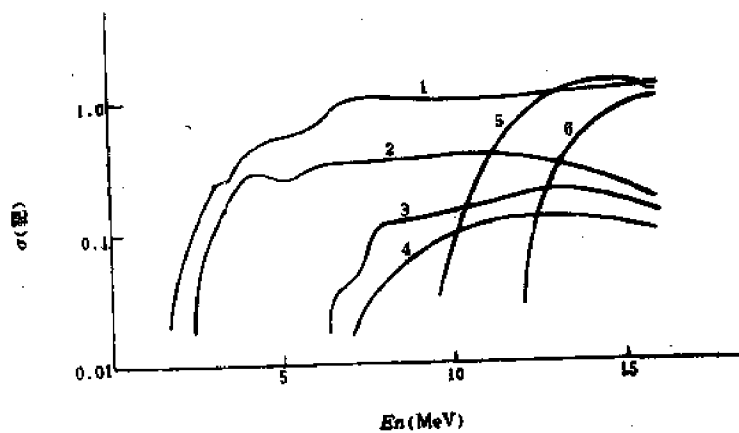


图12-1-3 不同核素阈反应截面随能量的变化

1. $^{238}\text{U} (n, f) f'$; 2. $^{32}\text{S} (n, p) ^{32}\text{P}$; 3. $^{24}\text{Mg} (n, p) ^{24}\text{Na}$; 4. $^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$; 5. $^{127}\text{I} (n, 2n) ^{126}\text{I}$; 6. $^{90}\text{Zr} (n, 2n) ^{89}\text{Zr}$

这相当于选择能反映真正反应效率的有效阈能。很明显，这样定义的有效阈能和被测中子能谱 $\Phi(E)$ 有关，而不是一个普适值，但这一点不妨碍用这个方法研究来研究中子场的有关参数。

关于某些用于作为阈探测器的阈反应的主要参数见表12-1-2，其中等效阈能是根据核爆炸特定中子场条件下选定的。

表12-1-2 几种主要阈探测器的有关参数

样 品	核 反 应	同位素的丰度 (%)	半 衰 期	等效阈能 (MeV)	被测量的射线
金 (Au)	$^{197}\text{Au} (n, \gamma) ^{198}\text{Au}$	100	2.69天	热中子	γ 或 β
硫 (S)	$^{32}\text{S} (n, p) ^{32}\text{P}$	95	14.3天	3.0	β
镍 (Ni)	$^{58}\text{Ni} (n, p) ^{58}\text{Co}$	67.8	71.3天	1.5	γ
镁 (Mg)	$^{24}\text{Mg} (n, p) ^{24}\text{Na}$	78.6	14.9小时	7.0	γ
铝 (Al)	$^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$	100	14.9小时	8.0	γ
碘 (I)	$^{127}\text{I} (n, 2n) ^{126}\text{I}$	100	13.3天	11.0	γ
氧化砷	$^{75}\text{As} (n, 2n) ^{74}\text{As}$	100	17.5天	11.0	γ
锆 (Zr)	$^{90}\text{Zr} (n, 2n) ^{89}\text{Zr}$	51.5	79.3小时	12.5	γ
镍 (Ni)	$^{58}\text{Ni} (n, 2n) ^{57}\text{Ni}$	67.8	36小时	13.5	γ
^{238}Np 镀片	$^{237}\text{Np} (n, f)$	100		0.75	裂变碎片
氟化 ^{238}U 镀片	$^{238}\text{U} (n, f)$	0.9928		1.5	裂变碎片

§ 12.2 中子迁移方程、扩散近似、中子慢化

一、中子迁移理论和 § 9.4 的热辐射迁移理论有许多相似之处，只是热辐射光子的运动速度为 c ，能量为 $h\nu$ ，而中子运动速度为 v ，能量为 $\frac{1}{2}mv^2$ 。即使是在无吸收的介质中，完全由于弹性碰撞，中子的速度或能量也会逐渐减少，被慢化，所以中子迁移理论有它自己的特

点。

为了简化问题的讨论，这里首先讨论在弹性碰撞过程中，中子能量没有变化，仅改变运动方向的迁移方程，然后再来讨论考虑到慢化的迁移方程。

将定常热辐射迁移方程 (9.4-1) 和 (9.4-3) 式中辐射强度 I ，换为单位体积单位立体角的中子分布函数 $N(\vec{R}, \vec{\Omega})$ ， μ 换为 Σ ， μ 换为中子散射宏观截面 Σ_s ，再考虑到中子的速度 v ，则 (9.4-1) 式可以改写为

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla N(\vec{R}, \vec{\Omega}) = -v \Sigma N + \int N(\vec{R}, \vec{\Omega}') v \Sigma_s F(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') d\Omega' + S(\vec{R}, \vec{\Omega}), \quad (12.2-1)$$

这就是定常中子迁移方程，这里碰撞函数 $F(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}')$ 代替了散射函数 $\beta^*/4\pi$ ，它仍然表示经过散射后，从 $\vec{\Omega}'$ 方向变到 $\vec{\Omega}$ 方向的中子份额，它也是归一化的，即

$$\int F(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') d\Omega' = \int F(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') d\Omega = 1, \quad (12.2-2)$$

$S(\vec{R}, \vec{\Omega})$ 和 j_0 相当，即中子源，它是单位体积单位立体角内 $\vec{\Omega}$ 方向上发射出的中子数。

在中子迁移问题中，我们往往关心的是中子通量，即

$$\Phi(\vec{R}, \vec{\Omega}) = N(\vec{R}, \vec{\Omega}) v, \quad (12.2-3)$$

因此 (12.2-1) 式可以改写为

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{R}, \vec{\Omega}) = -\Sigma \Phi + \int \Phi(\vec{R}, \vec{\Omega}') \Sigma_s F(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') d\Omega' + S(\vec{R}, \vec{\Omega}), \quad (12.2-4)$$

现在考虑一个各向同性源

$$S(\vec{R}, \vec{\Omega}) = S_0(\vec{R})/4\pi. \quad (12.2-5)$$

发出的中子在各向同性介质中的扩散。假定中子的扩散过程不是那么强烈，因而 $\Phi(\vec{R}, \vec{\Omega})$ 在局部范围内差不多是各向同性的，那么将 $\Phi(\vec{R}, \vec{\Omega})$ 按球谐函数展开，并且只保留二项，即

$$\Phi(\vec{R}, \vec{\Omega}) = -\frac{1}{4\pi} \phi(\vec{R}) + \frac{3}{4\pi} J(\vec{R}) \cos\theta. \quad (12.2-6)$$

式中 θ 为 $\vec{\Omega}$ 和 $\vec{\Omega}'$ 方向之间的夹角，即散射角。再将碰撞函数 F 按参量 $\cos\theta$ 作球谐函数展开，代入迁移方程 (12.2-4) 式，通过计算可以求得 $\phi(\vec{R})$ 所满足的扩散方程。

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{L^2} \phi + \frac{S(\vec{R})}{D} = 0, \quad (12.2-7)$$

$$\vec{J} = -D' \nabla \phi, \quad (12.2-8)$$

式中 D' 为对通量而言的扩散系数，对于单能中子而言， D' 与一般扩散系数 D 的关系为 $D' = D/v$

在弱吸收介质中，即中子宏观吸收截面 Σ_a 远小于总截面的条件下，即 $\Sigma_a/\Sigma \ll 1$ ，则

$$D' = \frac{\lambda_t}{3}, \quad \lambda_t = \frac{\lambda_s}{1 - \cos\varphi}, \quad (12.2-9)$$

$$L^2 = D' / \Sigma_a = \frac{1}{3} \lambda_t \cdot \lambda_a, \quad (12\cdot2-10)$$

式中 λ_t 称作迁移平均自由程, L 称作扩散长度, λ_a 为散射自由程。

如果在质心系中散射是各向同性的, 则在实验室坐标系中散射角 φ 余弦的平均值为

$$\overline{\cos\varphi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} \cos\varphi d\Omega = \frac{2}{3A}, \quad (12\cdot2-11)$$

式中 A 为介质原子核的质量数。

由扩散方程, 很容易求得无限介质内点源和无限平面源的解。

1. 在无限均匀介质中, 令每秒发出 S_0 个中子的点源置放在球座标的原点, 点源条件有

$$S(R) = S_0 \delta(R), \quad (12\cdot2-12)$$

解扩散方程可得

$$\phi(R) = S_0 \frac{e^{-R/L}}{4\pi D' R}, \quad (12\cdot2-13)$$

2. 在无限均匀介质中有一个无限平面源, 每秒每平方厘米放出 S'_0 个中子, 若在直角坐标系中平面源与 $x=0$ 的平面重合, 则源为

$$S(x) = S'_0 \delta(x), \quad (12\cdot2-14)$$

扩散方程的解为

$$\phi = \frac{LS'_0}{2D'} e^{-x/L}. \quad (12\cdot2-15)$$

由点源的解, 可以看出前面引入的扩散长度的物理意义。如果考虑的是热中子点源在无限均匀介质中的扩散, 其通量的空间分布由(12·2-13)式给出, 热中子由源到被吸收点的均方距离应为

$$\bar{R}^2 = \frac{\int_0^{\infty} R^2 4\pi R^2 \phi dR}{\int_0^{\infty} 4\pi R^2 \phi dR} = 6L^2, \quad (12\cdot2-16)$$

$$L^2 = \bar{R}^2 / 6.$$

可见扩散长度的平方等于中子扩散过程中变为热中子的地点到被吸收地点的均方距离的1/6。

从上述简单问题的解可以推广到具有一定分布中子源的解。

1. 考虑源强分布为 $S(R_0)$ 的体源, 体积为 V , 那么体源在 \vec{R} 产生的通量为

$$\phi(\vec{R}) = \frac{1}{4\pi} \int_V S(\vec{R}_0) \frac{e^{-|\vec{R}-\vec{R}_0|/L}}{D' |\vec{R}-\vec{R}_0|} d\vec{R}_0 \quad (12\cdot2-17)$$

2. 有分布的平面源 $S(x_0)$ 在距离 x 处产生的通量为

$$\phi(x) = \frac{1}{2} \int S(x_0) \frac{L e^{-|x-x_0|/L}}{D'} dx_0. \quad (12\cdot2-18)$$

二、快中子在空气中传播时，主要由于与N、O核的弹性散射而被慢化。经过碰撞，中子碰撞前后能量的比值为

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{1}{2} \left[(1 + \alpha) + (1 - \alpha) \cos \theta \right], \quad (12.2-19)$$

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2, \quad (12.2-20)$$

式中 E_0 、 E_1 为中子碰前、碰后的能量， A 为碰撞核的质量数， θ 为质心系中散射角。显然，当 $\theta=0$ ，即掠射散射，经碰撞后中子能量没有损失；当 $\theta=\pi$ ，即对顶碰撞，能量损失为最大，损失的份额为

$$\frac{E_0 - E_1}{E_0} = 1 - \alpha. \quad (12.2-21)$$

通常引进对数能量减缩，即勒来表征中子的慢化，勒定义为

$$u = \ln (E_0/E), \quad (12.2-22)$$

对于各向同性散射，考虑到散射角的概率分布，可以求得经过 n 次和 $n+1$ 次碰撞后的平均勒 $^{[2]}$ 即

$$\xi = \ln \frac{E_n}{E_{n+1}} = 1 + \frac{\alpha}{1+\alpha} \ln \alpha = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}. \quad (12.2-23)$$

当 $A \geq 8-10$ ，则

$$\xi = \frac{2}{A+2/3}. \quad (12.2-24)$$

若初始能量为 E_0 的中子，受到 n 次碰撞后，它的平均能量为

$$\bar{E}_n = E_0 e^{-n\xi}, \quad (12.2-25)$$

因此达到 \bar{E}_n 的碰撞次数为

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{\bar{E}_n}. \quad (12.2-26)$$

在由多种原子组成的慢化介质中，第 i 种原子的数密度为 N_i ，截面为 σ_i ，平均能量减缩为 ξ_i ，那么 ξ 对各种原子的平均值为

$$\bar{\xi} = \frac{\sum N_i \sigma_i \xi_i}{\sum N_i \sigma_i}. \quad (12.2-27)$$

假定初始能量为 E_0 的中子经过 t 时间扩散以后，其速度为 v ，那么在 t 到 $t+dt$ 时间间隔的碰撞次数为 $vd t/\lambda_s$ 。由于每次碰撞平均对数能量减缩为 ξ ，因此 dt 时间内 $\ln E$ 的减小为

$$-d \ln E = \frac{\xi v}{\lambda_s} dt, \quad (12.2-28)$$

由此可以求得能量为 E_0 慢化到 E 所需要的时间，即

$$t_m = \sqrt{\frac{m}{2}} \int_E^{E_0} \frac{\lambda_s}{\xi} \frac{dE}{E^{3/2}}, \quad (12.2-29)$$

式中 $\xi\Sigma$, 或 ξ/λ , 称为介质的宏观慢化能力。慢化到热中子的时间可以写成

$$t_{\text{慢}} = \frac{\bar{\lambda}_s}{\xi} \sqrt{2m} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{\text{热}}}} - \frac{1}{\sqrt{E_0}} \right), \quad (12\cdot2-30)$$

式中 $\bar{\lambda}_s$ 为与能量无关的平均散射自由程, $E_{\text{热}}$ 为0.025eV。

在核爆炸中子的讨论中, 当中子在空气中慢化到能量 $E \approx 0.2\text{eV}$ 时, 大部分中子被吸收, 因此我们以后就近似取 $E = 0.2\text{eV}$ 为中子慢化截止的平均能量。

$E = 0.2\text{eV}$ 中子扩散到被俘获为止的平均扩散时间称为该能量中子的平均寿期 $t_{\text{寿}}$, 与宏观吸收截面的关系为

$$t_{\text{寿}} = \frac{\lambda_0}{v} = \frac{1}{\Sigma_0 v}. \quad (12\cdot2-31)$$

对于空气

$$t_{\text{寿}} \approx 6 \times 10^{-2} \text{秒}.$$

现在介绍几个有意义的数字。对于裂变中子 $\bar{\lambda}_s = 81\text{米}$, 空气核的平均质量数 $A \approx 14.5$, 则 $\xi = 0.12$, 因此空气的平均慢化能力约为15厘米 $^{-1}$ 。能量 $E_0 = 1\text{MeV}$ 的中子在空气中的慢化时间约为 6×10^{-2} 秒, 经过碰撞的次数约为119次, 对其它能量的中子, $t_{\text{慢}}$ 是相差不多的, 不妨认为对于裂变中子近似有

$$t_{\text{慢}} \approx 6 \times 10^{-2} \text{秒}.$$

可见 $E = 0.2\text{eV}$ 中子的平均寿期和裂变中子的慢化时间是近似相等的。但其它慢化剂的情况却并非如此, 例如水, 中子从 $E_0 = 2\text{MeV}$ 慢化到 $E_{\text{热}}$ 的时间 $t_{\text{慢}} \approx 10^{-6}$ 秒, 而 $t_{\text{寿}} \approx 2 \times 10^{-4}$ 秒, 即平均慢化时间比扩散时间要短。

文献[1]还给出了中子在核装置的TNT中慢化的有关数据, 例如1MeV中子慢化到1keV的时间为 0.83×10^{-7} 秒。这组数据表明, 由核裂变反应所产生的中子慢化到与温度为1keV的弹体物质达成热平衡的时间小于 10^{-7} 秒。

三、假定中子在慢化过程中能量是连续减缩, 即勒 u 是连续变量, 那么中子的连续慢化扩散过程可以由费米的年龄方程来描述^[1]。年龄方程写成

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} = \nabla^2 q, \quad (12\cdot2-32)$$

式中

$$q = Nv\xi/\lambda_s, \quad \tau(u) = \int_0^u \frac{D'\lambda_s}{\xi} du', \quad (12\cdot2-33)$$

前者称为慢化密度, 后者称为年龄。

根据中子慢化时间的定义(12·2-29)式, 则

$$\tau = \int_0^t D'v dt' = \int_0^t D dt', \quad (12\cdot2-34)$$

式中 D 为一般意义下的扩散系数, 引进 \bar{D} 为慢化时间内扩散系数的平均值, 则

$$\tau = \bar{D}t_{\text{慢}}. \quad (12\cdot2-35)$$

可见年龄等于慢化时间乘上扩散系数的平均值, 它的量纲为长度的平方。

年令方程 (12·3-32) 和热传导方程有相同的形式, 因而求解年龄方程比求解中子迁移方程要简单得多, 尽管它有一定的局限性, 例如要求截面是随能量的缓慢变化函数; 难以考虑介质的强吸收等, 但对于我们所关心的中子在空气、土壤等介质中慢化问题, 是一个很有用的理论手段。

在无限均匀介质中, 有一个单能快中子点源, 即当 $\tau = 0$ 时, 在球坐标原点有

$$q(0,0) = S_0 \delta(R), \quad (12\cdot2-36)$$

S_0 为单位时间发出的中子数。那么年龄方程的解为

$$q(R,\tau) = \frac{S_0 e^{-R^2/4\tau}}{(4\pi\tau)^{3/2}} \quad (12\cdot2-37)$$

对无限均匀介质中一个单能无限平面源, 令源的平面为 $x = 0$ 的平面, 则

$$q(0,0) = S'_0 \delta(x), \quad (12\cdot2-38)$$

S'_0 为单位时间单位面积发出的中子数, 年龄方程的解为

$$q(x,\tau) = \frac{S'_0}{\sqrt{4\pi\tau}} e^{-x^2/4\tau} \quad (12\cdot2-39)$$

这两组解表明, 慢化密度的空间分布都是高斯型分布, 年龄 τ 决定着分布的宽度。

对于点源, 从源到年龄为 τ 的某点的均方距离为

$$\bar{R}^2 = \frac{\int_0^\infty R^2 q 4\pi R^2 dR}{\int q 4\pi R^2 dR} = 6\tau, \quad (12\cdot2-40)$$

可见: 年龄 τ 是从发射到年龄为 τ 时的均方穿行距离的 $1/6$, 也就是说, τ 是中子在慢化过程中穿行距离的一种度量。

四、有了描述中子慢化过程的年龄方程, 前一节又讨论过中子扩散方程, 这里就可以将二者结合起来讨论单能快中子经慢化到热中子的空间分布。

首先考虑在无限均匀介质中能量为 E_0 的快中子点源, 经慢化成某个能量的中子, 例如说热中子, 那么慢化密度 q 的空间分布为

$$q(R_0,\tau) = \frac{S_0 e^{-R_0^2/4\tau}}{(4\pi\tau)^{3/2}}, \quad (12\cdot2-41)$$

式中 τ 应为 E_0 慢化到 E_n 的年龄。

$q(R_0,\tau)$ 就是 R_0 处热中子的源强 $S_0(R_0)$, 这个源发射出的热中子经扩散后, 其通量的空间分布由 (12·2-17) 式给出, 即

$$\begin{aligned} \phi(\vec{R}) &= \frac{1}{4\pi} \int \frac{S_0 e^{-R_0^2/4\tau}}{(4\pi\tau)^{3/2}} \cdot \frac{e^{-|\vec{R}-\vec{R}_0|/L}}{D' |\vec{R}-\vec{R}_0|} \cdot d\vec{R}_0 \\ &= \frac{S_0}{4\pi(4\pi\tau)^{3/2} \cdot D'} \int_0^\infty \frac{e^{-(|\vec{R}-\vec{R}_0|/L + R_0^2/4\tau)}}{|\vec{R}-\vec{R}_0|} d\vec{R}_0 \end{aligned} \quad (12\cdot2-42)$$

积分后得

$$\Phi(R, \tau, L) = \frac{S_0 e^{-R/L}}{8\pi D^2 R} \left\{ e^{-R/L} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{R}{2\tau^{1/2}} - \frac{\tau^{1/2}}{L} \right) \right] - e^{R/L} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{R}{2\tau^{1/2}} + \frac{\tau^{1/2}}{L} \right) \right] \right\}, \quad (12.2-43)$$

式中

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy. \quad (12.2-44)$$

从源到热中子被吸收点的均方穿行距离为

$$\bar{R}^2(\tau, L) = \frac{\int R^2 4\pi R^2 \Phi dR}{\int 4\pi R^2 \Phi dR} = 6(L^2 + \tau) = \bar{R}^2_{\text{热}} + \bar{R}^2_{\text{快}}. \quad (12.2-45)$$

由 L^2 和 τ 的物理意义可见, 快中子慢化的均方距离与热中子扩散的均方距离之和的6倍等于快中子均方穿行距离。引进徙动长度 L_0 , 它和 L 、 τ 有类似的意义, 即

$$\bar{R}^2 = 6L_0^2, \quad (12.2-46)$$

$$L_0^2 = L^2 + \tau. \quad (12.2-47)$$

它表征快中子经扩散, 慢化到吸收点的特征长度。

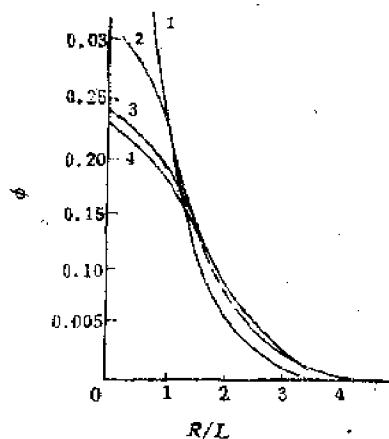


图12.2-1 慢中子通量空间分布

$$\frac{\tau^{1/2}}{L} \begin{cases} = 0 \cdots \cdots \text{曲线 1} \\ = 1 \cdots \cdots \text{曲线 2} \\ = 2 \cdots \cdots \text{曲线 3} \\ = 8 \cdots \cdots \text{曲线 4} \end{cases}$$

中子通量的空间分布 $\Phi(R, \tau, L)$ 有赖于 $\tau^{1/2}/L$, 对于不同的 $\tau^{1/2}/L$ 值, 其分布如图12.2-1所示。由图可见, 当 $\frac{\tau^{1/2}}{L} > 2$ 时, 对于不同的 $\frac{\tau^{1/2}}{L}$, $\Phi(R)$ 的空间分布几乎相同。换

句话说, 快中子慢化得比较慢, 吸收得比较快, 即 $\tau^{1/2} > 2L$ 的条件下, 不同快中子的 $\Phi(R)$ 有共同的分布; 当 $R/L > 2$ 时, 对于不同的 $\tau^{1/2}/L$, $\Phi(R)$ 的分布也是相似的, 这就是说, 在远处, 慢化中子的空间分布和热中子空间分布($\tau^{1/2}/L = 0$)相似。

在两种极端情况下 $\Phi(R)$ 的形式为

$$1. \tau = 0 \text{ 或 } \tau \ll L^2, \quad (12.2-43) \text{ 式化为}$$

$$\Phi(R) = \frac{S_0}{4\pi D' R} e^{-R/L}, \quad (12\cdot2-48)$$

2. $\tau \gg L^2$, 有

$$\Phi(R) = \frac{S_0}{(4\pi\tau)^{3/2}} \frac{L^2}{D'} e^{-R^2/4\tau}. \quad (12\cdot2-49)$$

其实 (12·2-48) 式就是点源的扩散解, 这是显然的, 因为 $\tau \ll L^2$, 仅有扩散, 慢化可以忽略; (12·2-49) 式和点源慢化解也有相同的形式, 这就是说, 慢化是主要的, 扩散过程影响不大。

§ 12·3 核爆炸中子的空间分布

做为核爆炸早期核辐射内容之一的中子, 我们主要关心的是不同爆炸方式下地面不同距离处中子积分通量的基本特征, 即中子积分通量的空间分布 $\Phi(R)$, 能谱 $\Phi(E)$ 和角分布以及它们与当量, 武器类型的关系。有了这些量, 可以说基本上掌握了核爆炸中子场的基本特点和它的变化规律。

中子积分通量的空间分布一般是通过阈探测器测量得到的, 因此往往给出的是某个能域的中子通量空间分布。例如用硫片测得能量大于 3MeV 的快中子分布, 利用金和包镅金的偏差法, 测得能量小于 0.4eV 的等效热中子的空间分布等等。在后面关于能谱的讨论中, 我们将会看到, 在距爆心一定距离后, 中子能谱形成平衡谱, 因而不同能域中子的空间分布是平行的, 尤其是快中子更是如此。因此某一能域的中子空间分布就可以描述总积分中子通量的空间分布规律。为了与测量相对应, 这里也只讨论两个能域即慢中子和快中子的空间分布。

一、显然, 核爆炸中子的空间分布与弹体发射出的中子能谱和时间分布直接有关。一般说来, 瞬发中子以二种方式进入大气, 一群是核反应过程中泄漏出弹体的中子, 对于原子弹, 中子的泄漏谱如图 11·6-5 中虚线所示, 能量在 1keV 到十几 MeV 之间, 对于氢弹, 在 14MeV 附近有特征峰。另一群是慢化到与弹体物质达到热平衡的所谓麦克斯韦中子, 能量在 1 keV 上下。这两群中子在弹体飞散 (约 10^{-6} 秒) 以前射入大气。在弹体飞散以后, 具有一定时间分布的缓发中子才继续进入大气。

对于瞬发中子, 由于进入大气的时间比较早, 可以忽略冲击波对它的影响, 因此可以认为瞬发中子是在均匀大气中传播的。和中子传播的空间相比, 弹体是很小的, 因而可把中子源看作点源, 这两点大大有利于理论计算。

表12·3-1 空气中不同初始能量的 $\tau^{1/2}$ 和 L_0 。

E (eV)	$\tau^{1/2}$ (10 ⁴ 厘米)	L_0 (10 ⁴ 厘米)
100	0.875	1.06
500	0.983	1.12
10 ³	1.04	1.15
10 ⁴	1.35	1.43
10 ⁵	1.62	1.68
10 ⁶	2.40	2.46
2×10 ⁶	2.66	2.7
5×10 ⁶	3.22	3.26
10 ⁷	3.69	3.7

在中子慢化过程中，可把截止能量选为0.2eV，即认为当中子能量小于0.2eV时，即被俘获，这个下限对于空气中氮的俘获是可行的。不同初始能量中子在空气中的年令和徙动长度见表12·3-1。

氮的俘获截面为

$$\sigma_a = \frac{0.285}{E^{1/2}} \text{ 靶}, \quad (12\cdot3-1)$$

式中 E 的单位为eV，当 $E = 0.2\text{eV}$ 时，吸收自由程为

$$\lambda_a = 3.76 \times 10^4 \text{ 厘米}。$$

由这些基本数据可以说明爆心附近(400—500)米内中子分布的一些基本特征。初始能量为1keV的 $\tau^{1/2}$ 约100米， λ_a 约400米。由此可以看出，能量在1keV左右的麦克斯韦中子只能分布在约500米的范围内，形成浓度很大的所谓中子云，因而在慢中子总通量中，麦克斯韦中子占据主要成份。距离超过500米后，麦克斯韦中子对通量的贡献很小，可以忽略。但是，即使在500米范围以内，在中子总积分通量中，麦克斯韦中子所占的份额并不大。

在知道了中子泄漏谱 $S(E)$ 后，原则上可以从慢化，扩散理论求出不同能域中子通量的空间分布。由单能点源解(12·2-43)式，再对不同初始能量迭加，便可得到具有泄漏谱中子源的有关结果，即

$$\Phi(R, \tau, L) = \frac{1}{8\pi D' R} \int_E S(E) e^{\tau/L} \left\{ e^{-R/L} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{R}{2\tau^{1/2}} - \frac{\tau^{1/2}}{L} \right) \right] - e^{R/L} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{R}{2\tau^{1/2}} + \frac{\tau^{1/2}}{L} \right) \right] \right\} dE, \quad (12\cdot3-2)$$

式中积分是对所有初始能量求积。

文献[1]采用了泄漏率为0.1的泄漏谱(见表12·3-2)，根据表12·3-2中的数据，用上述方法计算了慢中子通量的空间分布。计算中将麦克斯韦中子到10MeV的整个能域分为9群，并将(12·3-2)式积分换为对群的取和，得到了不考虑地面影响的空爆和考虑地面影响的地爆时慢中子积分通量的空间分布，如图12·3-1所示。图中还给出了由能量大于0.1MeV的中子和热核爆炸由快中子慢化到慢中子的积分通量的空间分布。图中 $\Phi(R)$ 已用核爆炸所释放的总中子数除过，即为归一化的积分中子通量。

由图可以看出，当 $R < (1-2) \times 10^2$ 米时，地爆明显比空爆的通量大，这主要是由于密度较大的大地土壤显著地提高了慢中子积分通量的缘故。当 $R > 200$ 米后，地爆和空爆并没有什么明显的差别，大地的影响可以忽略。粗略地说，在 R 大于约200米后，用中子在无限均匀大气迁移的数据并不会带来多大误差。

在 $R < 500$ 米范围内，积分通量的空间分布与高斯分布接近，即与 $\tau^{1/2} \gg L$ 的慢化分布(12·2-49)式相近。这一点似乎表明，500米内能量为keV的慢中子主要来自能量为MeV级的中子慢化，而不是麦克斯韦中子中keV级中子的扩散。

在这个范围内，慢中子积分通量随距离的衰减可以拟合成

$$\Phi_i = 3.74 \times 10^{14} Q(1-\eta)e^{-R/\lambda_1}, \quad R < 500 \text{ 米}, \quad (12\cdot3-3)$$

式中 Q 以千吨为单位， η 为中子泄漏率， λ_1 为等效衰减长度，文献[1]取 λ_1 为80米。 Φ_i 单位

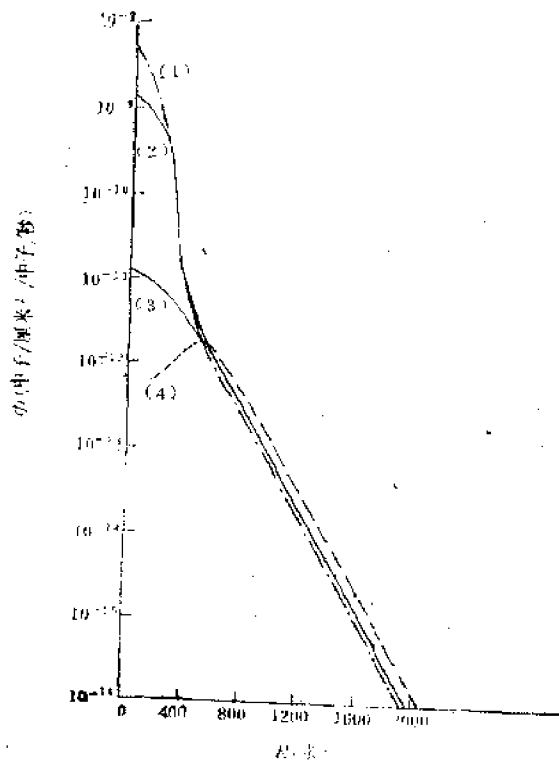


图12-3-1 核爆炸慢中子的空间分布

- 1——地面爆炸时慢中子积分通量；
- 2——空爆时慢中子积分通量；
- 3——由超麦克斯韦中子产生的慢中子通量；
- 4——热核爆炸时由快中子产生的慢中子通量。

为中子数/厘米²。

当 $R > 500$ 米后， $\Phi_s(R)$ 与 R 的关系在半对数坐标中近似为直线。如果选用 $\Phi_s(R) R^2$ 与 R 的关系，在半对数坐标中的直线性更好，即可用下式描述：

$$\Phi_s R^2 \approx A_s e^{-R/\lambda_2} \quad (12-3-4)$$

式中 A_s 、 λ_2 为常数， λ_2 亦为等效衰减长度， A_s 有赖于武器类型、泄漏率和当量。

等效衰减长度 $\lambda_{1,2}$ 和前面的自由程并不相当，它的数值与 $\Phi(R)$ 的表达式的形式有关，但是它与空气密度 ρ 的关系却满足

$$\lambda \rho = \lambda_0 \rho_0 \quad (12-3-5)$$

脚标“0”表示标准状态下的量，这里 ρ_0 取1毫克/厘米³，无脚标“0”的量为不同大气密度下的量，那么

$$\Phi_s R^2 = A_s e^{-R\rho/\lambda_0} \quad (12-3-6)$$

实测结果表明 λ_0 与武器类型有关，例如说对于原子弹 λ_0 取230米，对于热核爆炸， λ_0 取520米，可能是合适的。

A_s 与武器设计细节有极密切的关系，即使同一当量下， A_s 也不尽相同，难以给出普适的结果。但可以近似认为 A_s 与武器当量 Q 和泄漏率 η_s 成正比，即

$$A_s = A_{s0} Q \eta_s \quad (12-3-7)$$

表12-3-2 泄漏率为0.1的中子泄漏谱
($\int s(E)dE = 0.1$)

E (MeV)	$S(E)$ (个/MeV)
9	31 (-4)
8	1.27 (-4)
7	3.46 (-4)
6	8.6 (-4)
5	1.95 (-4)
4	0.438 (-4)
3	0.91 (-4)
2	1.84 (-4)
1.5	2.63 (-4)
0.5	3.45 (-4)
0.1	6.48 (-4)
0.05	6.55 (-4)
0.01	7.25 (-4)
0.005	7.53 (-4)

A_s 只能由理论计算或者由实测数据来确定。

由图12·3-1的理论计算结果可得，

$$A_s = 1.3 \times 10^{10} Q \eta_s, \quad (12\cdot3-8)$$

最后可以给出慢中子在 $R > 500$ 米范围内的拟合公式

$$\Phi_s R^2 = 1.3 \times 10^{10} Q \eta_s e^{-(R_0/230)}, \quad R > 500 \text{ 米}, \quad (12\cdot3-9)$$

式中 R 单位为米。

从严格的理论上说，(12·3-7) 式中的泄漏率 η_s 即为 (12·3-3) 式中 η ，这表明泄漏出来的中子形成 500 米外的积分通量，即 (12·3-9) 式，留下来的中子形成 500 米内的积分通量，即 (12·3-3) 式。实际情况却并非如此，由于种种原因，500 米外的慢中子积分通量中必需对泄漏率进行调整才能与实测结果符合。因此，(12·3-9) 式的 η_s 的数值和 η 并不相等，起着调节理论计算与实测结果符合程度的作用。

$E_n < 0.5\text{eV}$ 的等效热中子积分通量 Φ_T 对于研究感生放射性是个极重要的参量 (见 § 12·8 的讨论)。但是，由于能量在 eV 量级的中子在大气中的迁移过程比较复杂，从理论上算出的 Φ_T 往往偏低，再考虑到缓发中子对 Φ_T 的贡献，因而还给出符合实际的结果。为了满足实用的要求，可以借用慢中子积分通量空间分布的形式，参照某些具体结果，推荐下列公式：

原子爆炸

$$\Phi_T R^2 = A_T Q \eta_T e^{-(R_0/230)}, \quad (12\cdot3-10)$$

氢弹爆炸

$$\Phi_T R^2 = A_T Q \eta_T e^{-(R_0/250)}, \quad (12\cdot3-11)$$

式中 A_T 取 $(1-3) \times 10^{13}$ ， η_T 为泄漏率。

虽然可以从理论上算出 $\Phi_s(R)$ ，并拟合成一定形式的表达式，但是它在一定范围内有任意性。等效衰减长度 λ 既有赖于武器类型，这是实质性的，还有赖于一些人为的选择，例如距离间隔，函数形式等。在 λ 确定后，常数 A_s 只有在相同武器类型的条件下才能与当量成正比。因此 (12·3-7) 式即使作为一个近似也是很粗略的，倒不如说给它这个形式是便于调整理论计算结果以致和实测数据相符。存在这些问题的根本原因在于中子直接决定于弹体的结构、装料、外壳等细节，而不同装置这些细节都可能存在差异，这个情况也就解释了不同参考文献给出的结果都各有差异的原因。

二、核爆炸的中子泄漏谱包括十几 MeV 以下所有能域的中子，因而在核爆炸中子场中，即使在远达 (2—3) 千米范围内，也存在快中子。这里所讲的快中子是指某个阈探测器测得的阈能以上的中子 (简称阈上中子)，例如阈能为 3 MeV 的 ^{32}S ，阈能为 13.5 MeV 的 ^{58}Ni 等。

用解析方法求解中子在散射吸收介质中的迁移方程，从而求得快中子的空间分布是比较困难的。但是，中子场是大量中子的系统，而且每个中子和靶核碰撞的基本过程都具有概率的性质，因此可以借助抽样的方法，仅跟踪少量粒子利用统计规律来推断整个中子场的规律。用这种随机模拟方法即 M-C 方法计算，得到了有关核爆炸中子场的大量数据。例如 E. A. Straker^[6] 提供了大量的基本数据可供使用。下面就根据这些数据来讨论快中子的空间分布。

快中子的空间分布从物理意义上看，由二项组成，一项是直射项，另一项是散射项，和光辐射中光冲量有相似之处。对于点源，直射项为

$$\frac{1}{R^2} e^{-R/\lambda},$$

散射项没有简单的表达式可用，如果把点源扩散解看成散射项的形式，即

$$\frac{1}{DR} e^{-R/L},$$

它就是经过多次碰撞后而不经慢化的中子散射项。即使由这二项的简单表达式也可以看出一个重要结论，直射项比散射项随距离衰减要快。在一定距离以远，中子场主要是散射场。在散射场的条件下，中子的能谱和角分布的规律倒也比较简单。

初始能量为 14MeV 和初始能谱为裂变谱的中子在无限均匀空气中的分布，可由 M-C 方法算得^[53]，其特征是，直射通量比总通量小得多，在 800 米以远小二个量级以上。直射项 ΦR^2 是严格的直线，而总通量仅近似为直线，这证实了上面的简单分析。

图 12·3-2 给出了原子弹（取图 11·6-5 中虚线作为出弹谱）和氢弹爆炸（图 11·6-3 中实线为出弹谱）用 M-C 方法算出无限均匀大气中快中子积分通量的空间分布。

仔细观察 ΦR^2 的分布曲线，在大范围内并不是一根严格的直线，在几百米范围内，随着向爆心靠近有些下凹，自约 2000 米以远亦有下垂的趋势。自 400—500 米以远截取任一段，都可以看作直线，不同截取法，其斜率就略有差异，因此，拟合这个分布的公式也就会有所不同。

对于热核爆炸，如果截取 1000 米到约 4000 米的范围的 ΦR^2 为直线，那么等效衰减长度 λ 为 250 米，对于原子爆炸，截取 600 米到 2000 米的范围，其等效衰减长度 λ 为 230 米。

对于原子爆炸， $\lambda = 230$ 米和文献 [1] 所做的近似分析取 220 米相近，和 C.R.Greer 等人^[43] 在拟合时取 $\lambda = 190$ 米，差别比较大，原因可能就是截取的区间不同的缘故。

与实际结果相比，对于热核爆炸的大体情况是：当 $R > 2500$ 米后，理论值略偏低，而且距离越远偏离增加，当 $R > 3500$ 米，可以差到好几倍。这个偏差反映了无限均匀大气的假定下，不考虑地面影响所带来的后果。另外，距离越远，中子经历碰撞的次数越多，计算方法本身也会给理论结果带来不可忽视的误差。在拟合中考虑了这些因素后，拟合的公式如下：

原子爆炸

$$\Phi R^2 = 3.2 \times 10^{17} Q_0 e^{-(R/230)^2}, \quad (12\cdot3-12)$$

热核爆炸

$$\Phi R^2 = 9.1 \times 10^{17} Q_0 e^{-(R/260)^2}. \quad (12\cdot3-13)$$

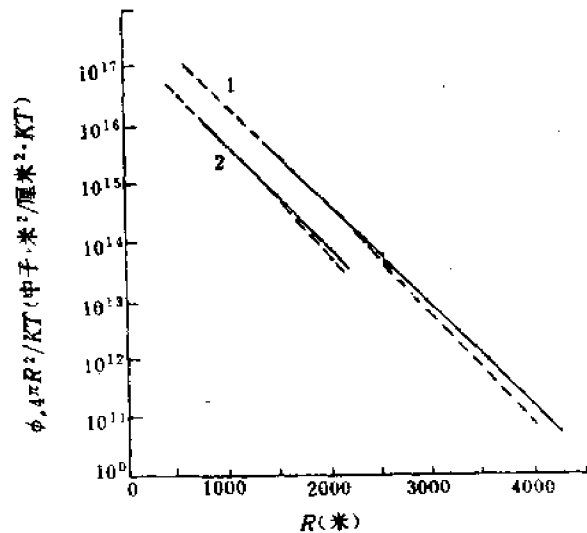


图 12·3-2 快中子积分通量的空间分布
① 热核爆炸；② 原子爆炸，实线为直线；虚线为计算结果

这里的 η 仍可称为泄漏率，其实它只有形式上意义，起着调节与不同类型武器的数据相一致的作用，一般可以取作 1，某些特殊情形下可能小于 1。

对于原子爆炸，考虑到 λ_0 随距离有增加的趋势，将 λ_0 取作 250 米，系数改为 2.3×10^{17} ，可以改善与实际符合的程度。假定氢弹的裂聚变比为 1:1，同样原因，将 λ_0 改为 270 米，系数改为 5.7×10^{17} ，也会有不同程度的改善。

§ 12.4 中子的能谱、角分布

一、中子能谱是中子场的重要参量之一，不论对于生物的杀伤和防护，还是对于采用阈探测器进行测量，都是不可缺少的参量。

显然，中子能谱由弹体的泄漏谱和中子在其中迁移的介质核性质来决定。如果仅限于讨论在大气中的迁移的话，前面的讨论中已经指出，在离爆心一定距离后，中子场主要是散射场。换句话说，随着距离的变化，中子能谱的相对谱形不再有什么大的变化，介质的核性质不再有什么显著的影响，中子能谱则主要决定于泄漏谱的特点。因此原子爆炸和热核爆炸的中子能谱特征必然有明显的差异。

中子能谱的测量，尤其是远离爆心的测量，对于 20keV—0.5eV 的中能谱可用多个活化共振探测器进行。对于快中子谱，可用不同的阈能探测器进行测量，根据测得的不同阈上中子积分通量，将待测中子能谱进行合理的分解，经过数学处理，可以得到快中子能谱。但由于测量数据本身的误差比较大，再加上计算方法的误差，如果解谱方法选择不当，往往会出现不合理的现象。因此，即使有了实测数据，如何能得出合理的中子能谱仍是一个需要仔细处理的问题。

中子经过均匀大气迁移后，其能谱与初始能谱比较，有很大变化。C·R·Greer^[4] 提供了点源裂变谱在无限均匀大气中迁移后的慢中子和中能中子能谱，见图 12.4-1，图中同时列出了裂变谱，比较这些结果可以得出有如下几点重要特征：

1. 慢中子和中能中子所占的份额随距离显著增加，尤其是 1keV 以下的慢中子，快中子所占份额有所下降，这正反映了大气对中子的慢化。

2. 当距离大于几百米后，随着距离增加，能谱谱形基本不变，它反映了散射场的特点。

3. 能量在 0.5keV 以下的中子能谱密度服从 $1/E^0$ 定律，而 β 趋于 1，且随距离增加变化不大。能量在 (1—2)eV 以下，由于氮的强烈俘获，能谱明显偏离 $1/E$ 规律，而且形不成麦克斯韦谱。

图 12.4-2 和 12.4-3 给出了大气密度为 1 毫克/厘米³， $Q=20$ 千吨和 1000 千吨不同距离处的全能谱，后者为热核爆炸的结果。比较这两个图，除了前面讲的基本特征外，二者不同处是热核爆炸在 14MeV 附近出现特有的峰值，这个高能峰值随着距离增加逐渐降低，最后趋于消失，这主要是由于非弹性散射所致。

图 12.4-4 给出了 C.R.Greer 等人[4] 的全能谱的实

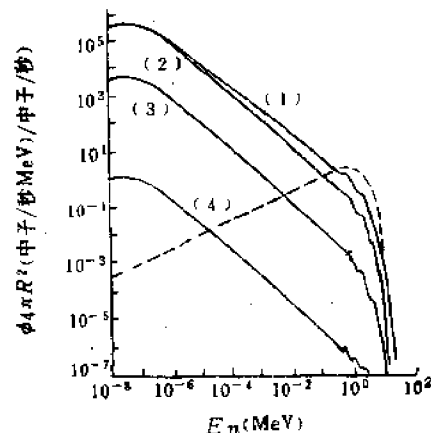


图 12.4-1 核爆炸时慢中子和中能中子能谱
----为裂变谱。1——220米；2——670米；3——1560米；4——2970米

测结果，它是海平面氢弹爆炸距爆心1000米处的中子能谱。

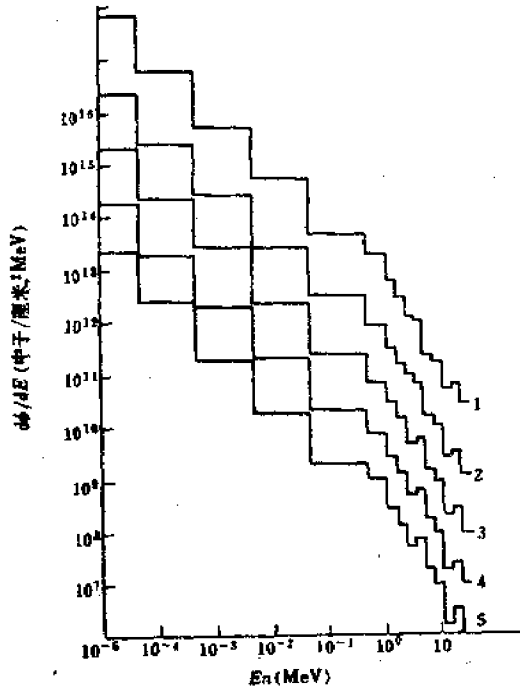


图12.4-2 原子爆炸距爆心不同距离的中子能谱

1——400米；2——800米；3——1200米；
4——1600米；5——2000米

当 R 大于一定距离后，能谱无多大变化，因而不同能区内的中子积分通量有类似的空间分布，而且等效衰减长度也相同，相差的系数可由该能区中子在能谱中所占的比例来定。如果以实测通量为 1，其它能区所占比例见表 12.4-1。

二、中子在与核的散射过程中，由于散射角分布的特性逐渐使得中子积分通量和剂量按散射角具有确定的分布规律。这里的散射角 θ 是指某方向与爆心、测点之间连线的夹角，如图 12.4-5 所示。中子的角分布随着距爆心的距离而变化，当超过一定距离形成散射场后，中子角分布的变化已不很明显，并且不受地面存在的影响。

不同能量的中子角分布是不同的，快中子有明显的角分布，随着能量降低，角分布逐渐变缓，慢中子的角分布趋向于各向同性，因此这里仅讨论能量大于 2 MeV 的中子角分布。

令 $\delta_n(\theta)$ 表示地面某一点，散射角为 θ 时的单位立体角内的通量和该点总通量之比，即

$$\delta_n(\theta) = \frac{\Delta\Phi(\theta)}{\Phi\Delta\Omega} \quad (12.4-1)$$

它表征了中子的角分布。

显然，角分布函数满足

$$\int \delta_n(\theta) d\Omega = 2\pi \int \delta_n(\theta) \sin\theta d\theta = 1. \quad (12.4-2)$$

用 M-C 方法算得的快中子角分布经过修正后可以拟合成为

$$\delta_n(\theta) = 0.08 + 3.9e^{-\theta/2.0}, \quad R < 500 \text{ 米} \quad (12.4-3)$$

$$\delta_n(\theta) = 0.08 + 2.3e^{-\theta/2.4}, \quad R > 500 \text{ 米} \quad (12.4-4)$$

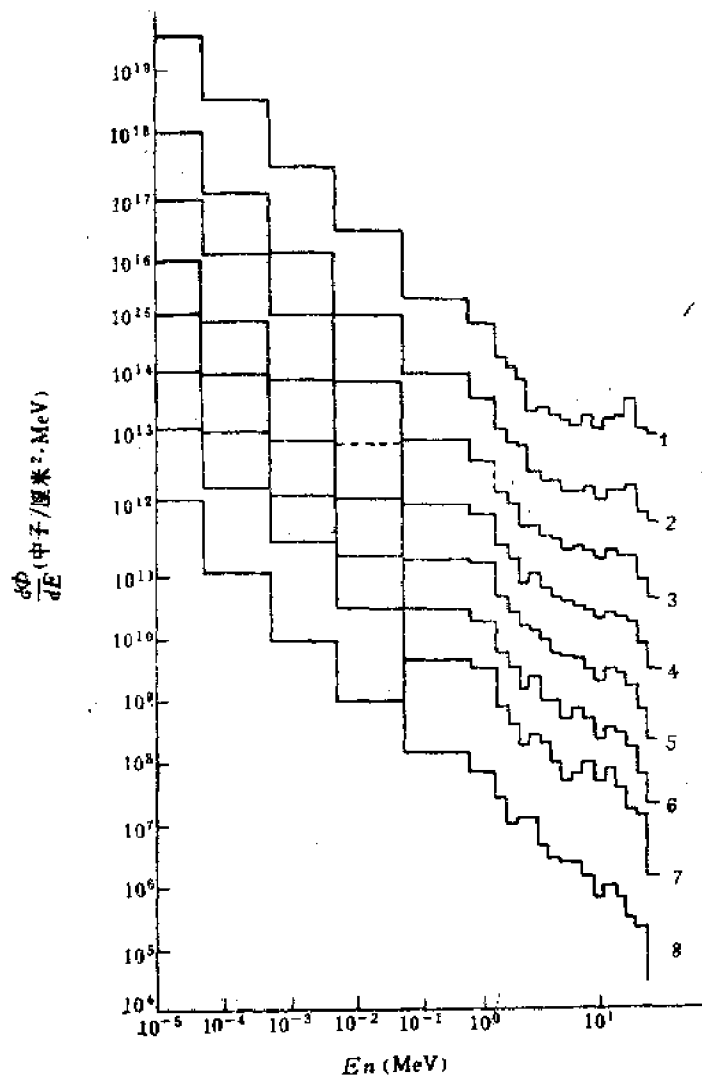


图12·4-3 氢弹爆炸距爆心不同距离的中子能谱

1——400米； 2——800米； 3——1200米； 4——1600米； 5——2000米； 6——2400米； 7——2800米；
8——3500米

表12·4-1 不同能区中子积分通量的相对比例

类 型	$E > 3\text{MeV}$	$E > 0.1\text{MeV}$	$100\text{keV} > E > 1\text{keV}$	$E < 0.5\text{eV}$
原子爆炸	1	20	40	8
热核爆炸	1	8	7	14

上式是快中子积分通量的角分布。由于中子剂量与中子能量的关系比较密切，（见 § 12·7 的讨论），剂量的角分布与单能积分通量角分布是略有差别的，文献[5]给出的结果为

$$\delta_D = 0.033 + 0.4045e^{-0.7/300}, \quad R > 500 \text{米} \quad (12\cdot4-5)$$

理论计算结果是在无限均匀大气条件下算得的，图12·4-6/7给出了中子积分通量角分布的计算结果。与实际比较表明，理论和实际符合得是比较好的。这也说明无限均匀大气和有大地存在时的角分布基本上相同，而且与武器的类型关系不大。

我们更关心的是随爆点-测点连线与地面的夹角 α （见图12·4-5）的分布，将与 α 有关的角分布函数写为

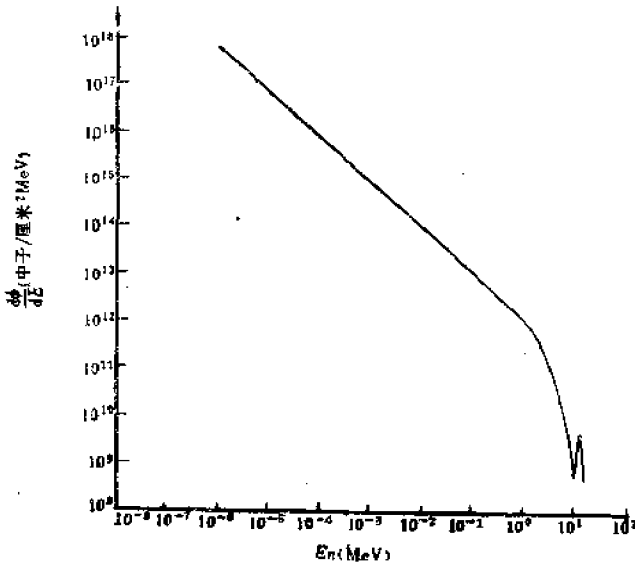


图12·4-4 距爆心1000米，氢弹爆炸的中子全能谱

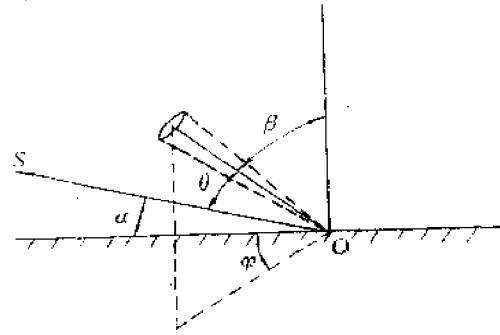


图12·4-5 散射几何示意图

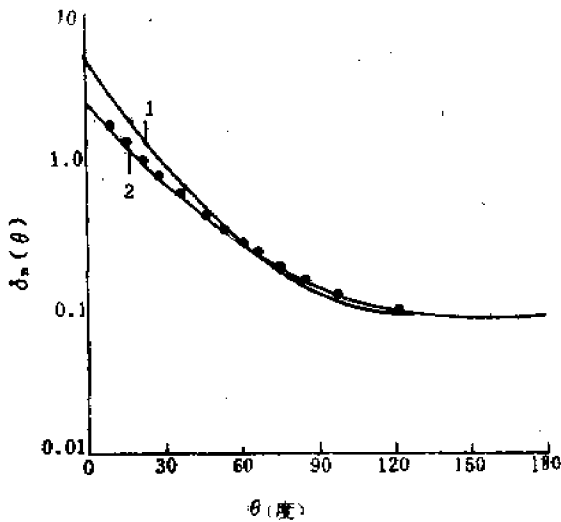


图12·4-6 中子积分通量的角分布
1 — $R < 500$ 米; 2 — $R > 500$ 米

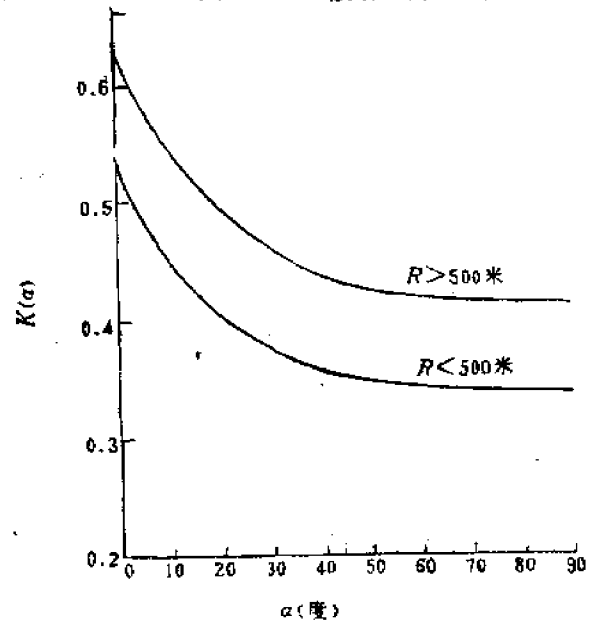


图12·4-7 $K(\alpha)$ 随 α 角的变化

$$F(\alpha, \theta) = K(\alpha) \delta_n(\theta), \quad (12.4-6)$$

式中 $K(\alpha)$ 仅与 α 角有关。

假定地面是中子的完全吸收体，那么将上式对上半空间积分后应等于 $\frac{1}{2}$ ，即

$$\int F(\alpha, \theta) d\Omega = \frac{1}{2}, \quad (12.4-7)$$

或写成

$$2K(\alpha) \left\{ \pi \int_0^\pi \delta_n(\theta) d\theta + \int_0^{\pi-\alpha} \sin\theta \left[\pi - \cos^{-1} \left(\frac{\tan\alpha}{\tan\theta} \right) \right] \delta_n(\theta) d\theta \right\} = 1, \quad (12.4-8)$$

由上式可以求得 $K(\alpha)$ 。

$R < 500$ 米和 $R > 500$ 米的计算结果分别见图 12.4-7 中曲线 1、2。中子剂量的角分布也应做同样的处理。这里不再赘述。

§ 12.5 缓发中子对积分通量的贡献

一、 ^{235}U 、 ^{239}Pu 和 ^{238}U 裂变的碎片中有 ^{87}Br 、 ^{88}Br 、 ^{137}I 、 ^{85}As 等核素放出缓发中子。根据它们的不同衰变规律（见表 11.4-1），可以将它们分为六群。裂变后 t 时刻每次裂变每群单位时间内发出的中子数为

$$N_i(t) = \lambda_i a_i e^{-\lambda_i t}, \quad (12.5-1)$$

a_i 为一次裂变时第 i 群缓发中子的总产额， λ_i 为 i 群中子的衰变常数。

若有 N_0 次裂变，单位时间内发出的总中子数为

$$\dot{N} = N_0 S(t), \quad (12.5-2)$$

式中 $S(t)$ 为每次裂变每秒发出的中子数，即缓发中子发射率，

$$S(t) = \sum \lambda_i a_i e^{-\lambda_i t}. \quad (12.5-3)$$

不同裂变材料在不同能量中子作用下裂变时，其源强 $S(t)$ 略有差异。一般 $S(t)$ 可以拟合成下列形式。

$$S(t) = A + Be^{-Ct}, \quad (12.5-4)$$

A 、 B 、 C 为常数，其数据见表 12.5-1。

表 12.5-1 不同裂变材料的 A 、 B 、 C 值

材 料	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U
A	8.4×10^{-6}	3.87×10^{-6}	1.15×10^{-5}
B	7.31×10^{-3}	2.62×10^{-3}	3.08×10^{-2}
C	0.542	0.544	0.663

在爆炸后几十秒钟发出的总缓发中子数为

$$N = N_0 \sum a_i \int_0^\infty \lambda_i e^{-\lambda_i t} dt = N_0 \sum a_i. \quad (12.5-5)$$

缓发中子的能谱和平均能量见 § 11·4。

由表11·4-1可以看出，在裂变释放的总中子数中，缓发中子所占的比例是很小的，但是缓发中子的发射、迁移过程与瞬发中子不同，因此需要讨论它的贡献。

二、缓发中子绝大部分是在弹体飞散以后才向外发射的，它不象瞬发中子那样受到弹体很大的削弱。如果瞬发中子的泄漏率为0.1，那么缓发中子比额就会增加近10倍。

瞬发中子在冲击波形成以前就射入大气并在大气中迁移，受到大气的削弱。缓发中子因为发射的时间比较晚，当冲击波形成并向外传播后，爆心附近形成了一个密度远小于正常大气密度的空腔，如果近似看做真空的话，那么缓发中子几乎是在真空中迁移，受到的削弱要小得多。当量越大，空腔半径越大，持续的时间也越长（关于空腔的讨论和数据将在 § 13·5 中给出），因此当当量增加到一定程度后，少量缓发中子对积分通量的贡献就不能忽视，这是一方面；另一方面，包含裂片的烟云随时间上升和膨胀，使源到测点的距离增大，同时烟云内物质也会削弱缓发中子，因此烟云的上升和其中的物质是缓发中子削弱的因素。这两个因素相互制约的结果使得缓发中子在总积分通量中占有一定份额，而且当量愈大，其贡献愈大。

因为涉及到烟云的运动、中子在烟云中的迁移、空腔的形成、变化和腔内大气密度分布等复杂因素，用解析方法定量计算是比较困难的，但可以慢化理论为基础做近似分析。

令 $L(t)$ [1*] 为空腔半径， $R'(t)$ 为测点到源点的斜距，文献[1]根据慢化理论给出了缓发中子慢化到慢中子的通量公式，当

$$\frac{R' - L(t)}{2\tau^{1/2}} + \frac{\tau^{1/4}}{L(t)} > 3, \quad (12\cdot5-6)$$

$$\Phi(R', \bar{L}) \doteq \Phi_0(t) \frac{e^{-(R' - \bar{L})^2/4\tau}}{4\sqrt{\pi^3\tau} \bar{L} R'} \frac{(R' - \bar{L})/2\tau^{1/2}}{(R' - \bar{L})/2\tau^{1/2} + \tau^{1/4}/\bar{L}},$$

式中 τ 为缓发中子慢化到慢中子的年令， $\Phi_0(t)$ 有赖于源强的常数。若缓发中子的平均能量取 0.55 MeV， $\tau = 4 \times 10^{-4}$ 米²。在爆后不太长的时间内烟云上升速度取作常数， $v_0 = 80$ 米/秒，这个近似不会带来太大的误差，因此斜距为

$$R'^2 = R^2 + v_0^2 t^2. \quad (12\cdot5-7)$$

关于空腔半径大小详细计算见 § 13·5 的讨论，这里为了近似分析，不妨取点爆理论解为

$$L(t) = L_0 t^{2/5}. \quad (12\cdot5-8)$$

我们先讨论忽略空腔影响，即 $\bar{L} = 0$ 情况下，考虑烟云上升对慢中子积分通量的影响，当 $L = 0$ ，

$$\Phi(R'(t), 0) = \Phi(R, 0) e^{-v_0^2 t^2/4\tau}, \quad (12\cdot5-9)$$

$$\Phi(R, 0) = \Phi_0(t) \frac{e^{-R^2/4\tau}}{(4\pi\tau)^{3/2}}; \quad (12\cdot5-10)$$

积分通量为

$$\Phi_s(R', 0) = 0.44\Phi_s(R, 0), \quad (12\cdot5-11)$$

0.44 这个常数来自

* 要与 §12·2 中的扩散长度相区别。

$$\int_0^{\infty} e^{-v_0 t / 4L} dt = \frac{\sqrt{\pi} \tau^{1/2}}{2v_0} \quad (12\cdot5-12)$$

由此可见，烟云的上升使得积分通量减小一倍以上。

其次，忽略烟云的上升，只考虑空腔的影响，空腔半径最大值见下一章图13·5-5，对于百万吨以上大当量可达千米以上，因此

$$\frac{\tau^{1/2}}{L} \ll 1,$$

$$\Phi(R, L(t)) \simeq \Phi_0(t) \frac{e^{-(R-\bar{L}(t))^2/4L}}{4\sqrt{\pi^3 \tau} R L(t)}$$

$$\Phi = (R, 0) \frac{2\tau}{R L(t)} e^{[R^2 - (R-\bar{L}(t))^2]/4L}; \quad (12\cdot5-13)$$

积分通量为

$$\Phi_s(R, \bar{L}_0) = \Phi_s(R, 0) \psi(R, \bar{L}_0), \quad (12\cdot5-14)$$

式中

$$\psi(R, \bar{L}_0) = -\frac{5\tau}{R \bar{L}_0} \int_0^{\infty} e^{\bar{L}_0 x (2R - \bar{L}_0 x) / 4L} x^{1/2} dx; \quad x = t^{2/5}. \quad (12\cdot5-15)$$

因此，缓发中子对慢中子积分通量的贡献可以近似表为

$$\Phi_s(R', \bar{L}_0) \simeq 0.44 \Phi_s(R, 0) \psi(R, \bar{L}_0). \quad (12\cdot5-16)$$

由(12·5-15)式可见，当

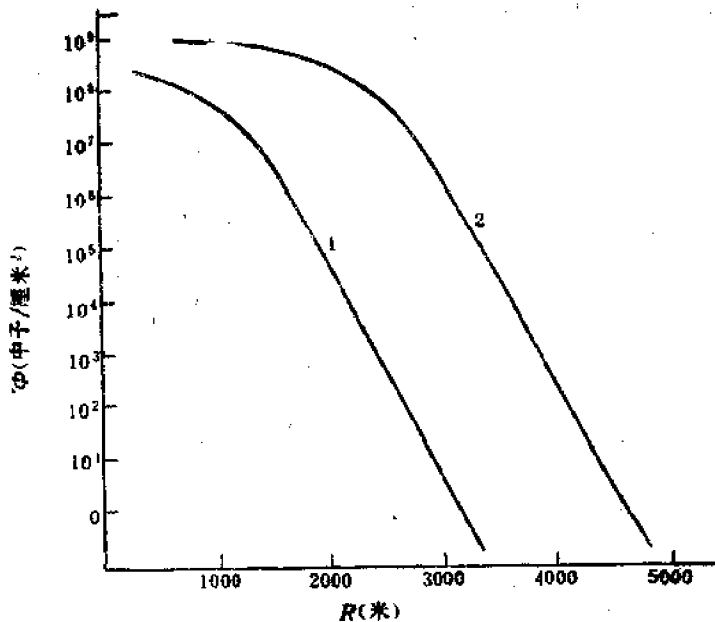


图12·5-1 Q=60和100万吨，缓发中子积分通量随距离的分布
1——Q=60万吨；2——●=100万吨

$$R > \frac{1}{2} \bar{L}_0 x,$$

ψ 将随 \bar{L}_0 增大。即空腔半径愈大，远距离处缓发中子对通量的贡献也愈大。文献[1]中给出了上述公式的计算结果。

三、上述近似分析只能半定量描述缓发中子的贡献，为了要得到定量的结果并与瞬发中子做比较，可以采用M-C方法，下面就介绍用该方法计算的结果。

在M-C方法中，烟云的上升规律，空腔膨胀的规律及空气在空腔边缘的分布都可以用本书有关各节的结果，而无须采用近似表达式(12·5-7)和(12·5-8)。图12·5-1给出了 $Q = 60$ 和100万吨缓发中子积分通量随距离的分布。

比较不同距离瞬发和缓发中子积分通量不及比较二者的剂量更有意义。关于中子剂量的讨论见§12·7，图12·5-2给出了两种不同当量的剂量随距离的变化，图中曲线1为瞬发中子总剂量，曲线2为缓发中子剂量。从计算结果大致可以得到如下结论：当量在百万吨以下，缓发中子对总中子剂量的贡献不大，当量大于或等于百万吨时，在某一段距离上缓发中子剂量占主要份额，而这一段距离随当量增大而增加并向远距离移动。从 $Q = 100$ 万吨的图可以看到缓发和瞬发中子剂量曲线有两个交点，两交点外，缓发中子在总中子剂量中所占份额不大，两交点内，缓发比瞬发中子剂量大得多，最多可以大10倍以上。随当量减小，两个交点距源点的距离，二交点之间的距离以及缓发中子对总剂量的贡献都随之减小。

图12·5-3给出了 $Q = 60$ 万吨， $R = 1800$ 米的缓发中子通量的时间谱。计算结果还表明，随着当量增加，距离变远，峰值出现的时间延长，且谱形略有展宽。

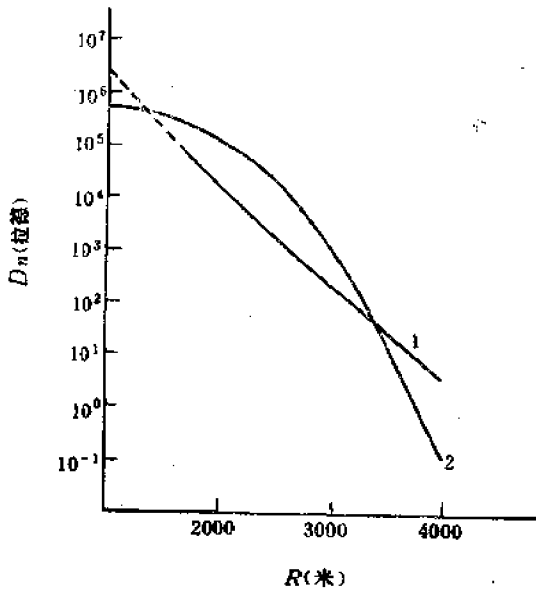


图12·5-2 $Q = 100$ 万吨，瞬发和缓发中子剂量随距离的分布

1 —— 瞬发中子剂量；
2 —— 缓发中子剂量

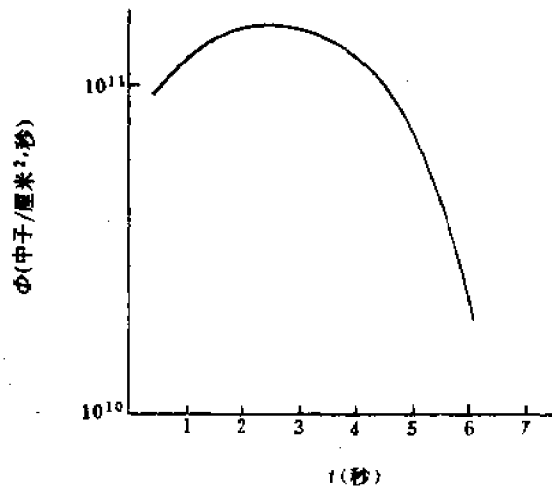


图12·5-3 $Q = 60$ 万吨， $R = 1800$ 米缓发中子通量的时间谱

§ 12.6 反照率、核爆炸中子场的影响因素

一、核爆炸中子在大气中迁移遇到大地界面发生反射。反照率是在进入土壤介质中的中子积分通量（或通量）中反射回到大气中的份额，也可以说成是由大气进入土壤的中子被反射的概率。

先考虑最简单情况下的反照率，中子垂直入射到一个无限厚层的介质，则反照率为

$$A = \Phi_{\text{出}} / \Phi_{\text{入}}, \quad (12.6-1)$$

“入”、“出”分别表示进入介质和由该介质反射的中子通量。因为是无限厚，由扩散解可以求得

$$A = \frac{1 - 2D/L}{1 + 2D/L} \approx 1 - 4D/L, \quad (12.6-2)$$

可见，反照率 A 与扩散系数 D 和扩散长度 L 有关。再由 (12.2-9) 和 (12.2-10) 式可以看出， A 的数值有赖于中子的初始能量。对于热中子，水的反照率为 0.82。

现在作一般考虑，初始能量为 E ，入射角为 θ ，在界面反射后，其反射角为 θ' ，方位角为 φ ，如图 12.6-1 所示。表示单位立体角内反射概率称为微分反照率 a ，它是 E 、 θ 、 θ' 、 φ 的函数，对上半空间的立体角积分便得积分反照率：

$$A(E, \theta) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} a(E, \theta, \theta', \varphi) \sin\theta' d\theta' d\varphi. \quad (12.6-3)$$

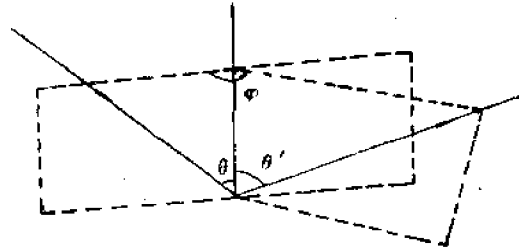


图 12.6-1 反照几何示意图

R. L. French^[10] 用 M-C 方法得到了土壤、混凝土和铁的拟合公式：

$$a(E, \theta, \theta') = a_0(E) \cos^{2.73} \theta \cos \theta', \quad (12.6-4)$$

式中垂直入射的微分反照率 $a_0(E)$ 仅与中子能量和反射介质性质有关。

当能谱为裂变中子谱，对于上述几种物质，计算结果可以拟合成

$$a(E, \theta, \theta') = \frac{1}{\pi} \frac{0.435(\Sigma_t - \Sigma_H)}{\Sigma_t} \cos^{2.73} \theta \cos \theta', \quad (12.6-5)$$

式中 Σ_t 为这几种物质的宏观截面， Σ_H 为物质中氢与中子相互作用的宏观截面。

地面土壤对裂变源中子通量的积分反照率为

$$A(\theta) = 0.435 \frac{\Sigma_t - \Sigma_H}{\Sigma_t} \cos^{2.73} \theta, \quad (12.6-6)$$

式中 Σ_s 为土壤的宏观截面。

对于水，快中子的积分反照率可以写成

$$A(E, \theta = 0) = \frac{0.435(\Sigma_s - \Sigma_R)}{\Sigma_s} \quad (12.6-7)$$

要比热中子的反照率小得多。

关于反照率的理论计算和试验研究进行过大量的工作，因为它对于辐射防护具有重要意义，可参阅文献[5]，这里不再做深入的介绍。

二、核爆炸中子场的分布会受到地面和弹体结构的影响，先讨论大地的影响，然后再提一下武器类型和弹体结构的影响。

一般说来，因为大地是密实介质，当爆点或探测器具一定高度时，大地的影响不应忽略。有无大地一般不致影响中子的能谱和角分布的相对谱形，主要影响中子积分通量的空间分布。

由于存在大地，测点和爆点在相距一个等效衰减长度以内，地面的反射使中子积分通量趋向增加，再远，由于土壤是中子的好吸收剂，通量趋向减小，并且能量越低，这个效应越显著。

文献[1]用中子慢化理论计算了2万吨当量原子弹地面爆炸，在地面不同距离上的慢中子通量，并和不考虑地面影响的通量做了比较。

比较的结果表明，由于存在地面， $R < 850$ 米以内，地面的影响使通量增加，在100米以内增加3—7倍，200米以内增加近两倍，随距离增加，增加的量越来越小。这乃是因为土壤对中子的慢化使得慢中子增加，而慢中子又向远处传播所致。当 $R > 850$ 米后，正好倒过来，地面的影响使慢中子积分通量稍有减小，最多减小达(20—30)%。尽管地面确实对通量有增大和减小的影响，但对整个通量空间分布并不带来明显的畸变。不妨这样认为，除了 $R \approx (150-200)$ 米范围内需要考虑地面的影响外，再远的距离，地面的影响不大，仍然可以采用均匀大气计算的结果(12.3-9)式，不会引起多大的误差，这个结论对于不同当量爆炸也大体成立。这个结论虽然是对慢中子积分通量来说的，推广来说，对于快中子积分通量也大体成立。

以上是地面对中子通量影响的分析，下面用首次碰撞作为散射源的近似方法^[6]来给出爆点和测点都具有一定高度时的修正因子。

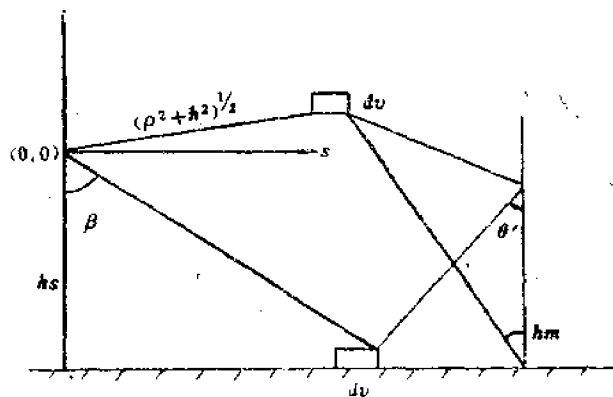


图12.6-2 计算高度修正因子的坐标约定

令中子源的高度为 h_s ，探测器的高度为 h_d ，其坐标如图 12·6-2 所示。选定爆心为柱坐标系的原点，从爆心到某一微元 dV 的距离为 $(\rho^2 + h^2)^{1/2}$ ，那么各向同性的单位强度中子源发出的中子在距源附近的微元 dV 发生首次碰撞的次数为

$$d_N = \frac{\Sigma_s e^{-\Sigma_t \sqrt{\rho^2 + h^2}}}{4\pi(\rho^2 + h^2)} dV, \quad (12\cdot6-8)$$

式中 Σ_s , Σ_t 为空气的宏观总截面和宏观散射截面，对于快中子近似有

$$\Sigma_s = \Sigma_t. \quad (12\cdot6-9)$$

在图 12·6-2 所示的柱坐标下

$$dV = \rho d\rho dh d\varphi, \quad (12\cdot6-10)$$

对 φ 积分后得：

$$N(h_s) = \frac{\Sigma_s}{2} \int_{-h_s}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\rho e^{-\Sigma_t \sqrt{\rho^2 + h^2}}}{\rho^2 + h^2} d\rho dh. \quad (12\cdot6-11)$$

显然，对于无限大气，相当于 $h_s \rightarrow \infty$ ，则 $N(\infty) = 1$ ，所以当 h_s 为有限值时， $N(h_s)$ 表示中子在空气中经历首次散射的份额。

经过首次散射的中子并不一定都能继续在空气中发生再次散射，因此继续受到散射的首次散射中子分数应与 $N(h_s)$ 成正比。引进权重函数

$$W(h) = N(h_s + h), \quad (12\cdot6-12)$$

那么经过首次散射后，再继续受到空气散射的中子份额应为

$$N'(h_s) = \frac{\Sigma_s}{2} \int_{-h_s}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{N(h_s + h) \rho e^{-\Sigma_t \sqrt{\rho^2 + h^2}}}{h^2 + \rho^2} d\rho dh. \quad (12\cdot6-13)$$

根据大地反照率 (12·6-6) 式，与地面碰撞并被地面反射的中子份额为

$$N_s(h_s) = \frac{A_0}{2} \int \frac{\rho \cos^2 \beta e^{-\Sigma_t \sqrt{\rho^2 + h_s^2}}}{\rho^2 + h_s^2} d\rho, \quad (12\cdot6-14)$$

因为

$$\cos \beta = h_s / (\rho^2 + h_s^2)^{1/2}, \quad (12\cdot6-15)$$

故

$$N_s(h_s) = \frac{A_0}{2} \int \frac{\rho h_s^3 e^{-\Sigma_t \sqrt{\rho^2 + h_s^2}}}{(\rho^2 + h_s^2)^{4/3}} d\rho, \quad (12\cdot6-16)$$

式中

$$A_0 = 0.435 \frac{\Sigma_s - \Sigma_R}{\Sigma_s}. \quad (12\cdot6-17)$$

因此，首次碰撞后再经过空气和地面散射而继续在空气中飞行的有效份额应为 $N'(h_s)$ 和 $N_s(h_s)$ 之和，即

$$f(h_s) = N'(h_s) + N_s(h_s). \quad (12\cdot6-18)$$

多次散射后达到探测器的中子数必经过首次散射，因而探测器接收到中子积分通量应与 $f(h_s)$ 成正比。

在中子到达探测器前要作最后一次散射。假定散射中心是均匀分布，而且散射又是各向

同性，那么仅由空气中到达探测器的散射中子份额为

$$N(h_m) = \frac{\Sigma_s}{2} \int_{-h_m}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\rho e^{-\Sigma_s \sqrt{\rho^2 + h^2}}}{\rho^2 + h^2} d\rho dh; \quad (12.6-19)$$

地面反射的中子份额为

$$N_g(h_m) = A' \int_0^{\infty} \frac{\cos\theta' \rho e^{-\Sigma_s \sqrt{\rho^2 + h_m^2}}}{\rho^2 + h_m^2} d\rho. \quad (12.6-20)$$

因

$$\cos\theta' = \left(\rho^2 + \frac{h_m^2}{h_m^2}\right)^{1/2}, \quad (12.6-21)$$

故

$$N_g(h_m) = A' \int_0^{\infty} \frac{\rho h_m e^{-\Sigma_s \sqrt{\rho^2 + h_m^2}}}{(\rho^2 + h_m^2)^{3/2}} d\rho, \quad (12.6-22)$$

$A' = \frac{1}{5} A_0$ ，显然当 $h_m \rightarrow \infty$ ， $N(h_m) = 1$ ， $N_g(h_m) = 0$ ，因此考虑到探测器高度时，对通量的影响为

$$f(h_m) = N(h_m) + N_g(h_m). \quad (12.6-23)$$

最后便得到中子源和探测器高度的修正因子为 $f(h_s)f(h_m)$ ，即

$$\Phi(h_s, h_m, R) = \Phi(R)f(h_s)f(h_m), \quad (12.6-24)$$

式中 $\Phi(R)$ 是均匀大气的中子积分通量。

表12-6-1给出 $f(h_s)$ 和 $f(h_m)$ 的计算结果^{[5]、[6]}。 h_s 和 h_m 用散射平均自由程 λ_s 为单位，在海平面，对于裂变中子， λ_s 取81米，对于聚变中子，取146米。理论计算值与用悬吊反应堆的实验结果的比较见表12-6-2。

表12-6-1 $f(h_s)$ 、 $f(h_m)$ 随 h/λ_s 的变化

h/λ_s	0	0.2	0.4	0.8	1.2	1.6	2.2
$f(h_s)$	0.46	0.58	0.67	0.8	0.9	0.94	0.98
$f(h_m)$	0.7	0.83	0.87	0.94	0.96	0.97	0.98

表12-6-2 $f(h_s)$ 和 $f(h_m)$ 计算值和实验结果

h (米)	$f(h_s)$			$f(h_m)$		
	计算值	实验值		计算值	实验值	
		R=260米	R=350米		R=260米	R=350米
0	0.434	—	—	0.697	—	—
10	—	—	—	0.720	0.714	0.828
15	0.612	0.585	—	0.840	0.841	0.858
29	0.715	0.717	0.701	—	—	—
35	0.746	0.755	0.746	0.913	0.884	0.932
44	—	—	—	0.931	0.931	0.931
53	0.806	0.806	0.806	—	—	—

如果已知某个特定高度 h_1 或 h_m 的通量,那么,另一未知高度 h'_1 、 h'_m 的通量可按下式作修正:

$$\Phi(h'_1, h_m, R) = \frac{f(h'_1)}{f(h_1)} \Phi(h_1, h_m, R) \quad (12\cdot6-25)$$

和

$$\Phi(h_1, h'_m, R) = \frac{f(h'_m)}{f(h_m)} \Phi(h_1, h_m, R) \quad (12\cdot6-26)$$

由计算结果可见,当 h_1 或 $h_m \geq 3\lambda_1$ 时, $f(h_1)$ 、 $f(h_m)$ 趋于1。不妨认为,当爆炸高度大于一个等效衰减长度时,可以忽略地面对源的影响,只须考虑地面对探测器高度的影响,但一般不超过30%。

三、最后简单地提一下武器类型和弹体结构对中子积分通量的影响。在以上的讨论中,明确地区分了原子爆炸和热核爆炸以及相应的通量公式。对具有一定裂变、聚变比的核武器而言,这种区分就不怎么合适。这种核武器对于核爆炸其它参量,基本上不带来什么影响,但对于中子场参量的影响是比较大的,不容忽略,这就给中子积分通量带来成倍的变动范围。

表12-6-3 泄漏不同,在不同距离上中子剂量之比

R (米)	500	1000	1500	2000	3000	4000	5000
中子剂量比	1.38	1.39	1.37	1.35	1.30	1.24	1.19

即使装料相同,爆炸的当量相同,裂变、聚变比相同;但由于弹体材料和结构不同,也会使中子的出弹谱和泄漏率差得比较大,这就使得中子场的参量有较大的变化。J. J. Ritts等^[7]给出了相同当量,相同裂变、聚变比,不同泄漏谱情况下,不同距离上中子剂量的比较,参见表12-6-3。由表可见,几乎当距离大于4000—5000米,二者的差异才逐渐消失。因此凡是在中子的有效杀伤范围内,都存在这个影响。这就要求在考虑中子杀伤和防护问题中计及这个影响。

由于中子剂量决定于中子积分通量和能谱,因此它的差别也就反映了中子场的差别。

§ 12.7 中子剂量

中子剂量学既要研究能量从0.2eV到十几MeV核爆炸中子在人体组织内散射和吸收过程中的能量损失,又要研究人体组织吸收了这些能量后的生物作用过程。对于前者,身体组织吸收的中子能量称为吸收剂量,用每克物质吸收辐射能量为100尔格—拉德作为单位(关于辐射量单位的定义和换算关系见附录)。对于后者称为RBE剂量(用于放射生物学)和剂量当量(用于辐射防护),吸收剂量仅表示被照物质的潜在危险,而RBE剂量和剂量当量才表示危险的程度。

生物组织主要由H、N、O和C等主要元素组成。中子与其中的H和N核的相互作用过程是:中子和H核发生弹性散射,将大部分能量传递给反冲质子而被慢化;被H核所吸收,吸

收后放出能量为2.2MeV的 γ 辐射；中子是通过 $N(n, \alpha)$ ， $N(n, p)$ ， $N(n, \gamma)$ 反应被N核所吸收。因此，中子在组织内迁移过程中能量逐渐损失，被物质所吸收。能量的损失随中子进入组织的深度不同而变化。

有人用石蜡来研究中子进入组织不同深度损失的能量，表12·7-1列出了归一化为一个入射中子的能量数据可供参考。由表列结果可见，吸收能量的最大值在2厘米以前，吸收大部分能量的深度约为10厘米。这启示我们在考虑中子的剂量时，可以选定组织的适当深度来近似反映组织所吸收的能量。

表12·7-1 在石蜡不同深度x，中子在单位体积损失的能量 ϵ (MeV/厘米³)

入射中子能量							
1MeV		0.5MeV		1keV		100eV	
x	ϵ	x	ϵ	x	ϵ	x	ϵ
0	0.0535	0	0.0328	0	0.000111	0	1.1^{-5}
2.04	0.185	1.422	0.123	2.02	0.000244	0.504	6.32^{-5}
5.45	0.102	5.69	0.0318	5.04	6.17^{-6}	3.02	7.2^{-6}
10.89	0.0184	10.43	0.00302				
12.25	0.0114	14.22	0.000378				

从石蜡的数据还可以看出，不同能量的中子在迁移过程中损失的能量是不同的，因此要计算例如说深度为10厘米处吸收的能量，必须知道中子积分通量能谱 $\Phi(E)$ 和与能量有关的通量剂量换算系数 $\eta(E)$ 。这就是说，中子剂量可以定义为

$$D_n = \int \Phi(E)\eta(E)dE. \quad (12\cdot7-1)$$

(E)与选定组织的深度有关。对于深度为10厘米的人体组织，考虑多次碰撞，用M-C方法算得的 $\eta(E_n)$ 与中子能量 E 的关系见图12·7-1。

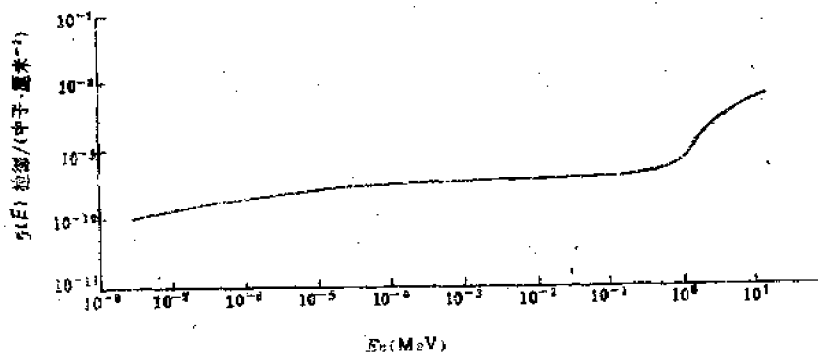


图12·7-1 通量剂量换算系数 $\eta(E)$ 随中子能量变化曲线

用不同方法模拟人体组织会得到不同的结果，例如文献Snyder等人^[8]和 Ritts 等人^[9]给出的结果见表12·7-2。表中同时给出了计算深度为10厘米的结果。

表12-7-2 对人体组织的中子积分剂量—吸收剂量转换因子 $\eta(E)$ (拉德 cm^2 /中子)

E (MeV)	标准人模型 [9]	圆柱组织模型 [10]	10厘米
14	6.67×10^{-9}	8.31×10^{-9}	5.8×10^{-9}
10	5.42×10^{-9}	7.25×10^{-9}	5.8×10^{-9}
7	4.67×10^{-9}	5.70×10^{-9}	4.4×10^{-9}
5	4.34×10^{-9}	5.72×10^{-9}	3.4×10^{-9}
2.5	3.28×10^{-9}	3.99×10^{-9}	2.1×10^{-9}
1	2.43×10^{-9}	3.01×10^{-9}	6.3×10^{-10}
0.5	1.59×10^{-9}	1.81×10^{-9}	5.3×10^{-10}
0.1	6.34×10^{-10}	8.02×10^{-10}	3.8×10^{-10}
0.01	9.55×10^{-11}	4.34×10^{-10}	3.4×10^{-10}
0.001	1.03×10^{-11}	4.32×10^{-11}	3.3×10^{-10}
1^{-4}	1.42×10^{-12}	4.45×10^{-11}	3.3×10^{-10}
1^{-5}	1.34×10^{-12}	5.18×10^{-11}	2.6×10^{-10}
1^{-6}	3.81×10^{-12}	5.89×10^{-11}	2.0×10^{-10}
热中子	1.78×10^{-11}	4.68×10^{-11}	1.10×10^{-10}

将前面计算所得中子能谱和空间分布代入(12-7-1)式,便可算得中子剂量。对于原子弹爆炸,在距爆心(800—2000米)范围内,在半对数坐标上是一条直线,因此可以拟合成

$$D_n = \frac{4.2 \times 10^9 Q}{R^2} e^{-\frac{R}{250}} \quad (\text{拉德}), \quad 800 \text{米} < R < 2000 \text{米}。 \quad (12-7-2)$$

对于氢弹爆炸,距离从800米到3500米内都满足直线关系,因此也可以拟合成

$$D_n = \frac{7.20 \times 10^9 Q}{R^2} e^{-\frac{R}{250}} \quad (\text{拉德}), \quad 800 \text{米} > R < 3500 \text{米}。 \quad (12-7-3)$$

计算表明,对于不同类型的爆炸,各能区的中子对吸收剂量的相对贡献是不同的。但是,对同一类型的爆炸,当距爆心一定距离后,中子能谱便达到平衡谱,各相应能区的中子对吸收剂量的相对贡献基本上相同。

不同能区的中子的吸收剂量为

$$D_n(E_i) = \int_{E_i}^{\infty} \Phi(E) \eta(E) dE, \quad (12-7-4)$$

由此可以算出不同能区中子对剂量的贡献。

表12-7-3 原子弹爆炸不同距离上各能区中子对总吸收剂量的贡献

中子能区 (MeV)	$\frac{D_n(E_i)}{D_n} \%$				
	R=400米	R=800米	R=1200米	R=1600米	R=2000米
12-7	1.3	1.4	1.3	1.4	1.4
12-3	15	19	17	19	18
12-1.5	30	36	33	35	34
12-0.1	51	59	55	58	59
12- 10^{-2}	61	69	65	68	67
12- 10^{-3}	71	78	75	77	75
12- 10^{-4}	81	87	85	85	58

表12·7-4 氢弹爆炸不同距离上各能区中子对总吸收剂量的贡献

中子能区 (MeV)	$\frac{D_n(E_i)}{D_n} \%$							
	R=400米	R=800米	R=1200米	R=1600米	R=2000米	R=2400米	R=2800米	R=3600米
16—7	23	26	26	25	22	22	20	15
16—3	37	47	46	49	47	48	46	46
16—1.5	47	59	58	63	63	64	60	60
16—0.1	62	75	75	79	82	82	83	78
16— 10^{-1}	70	81	80	85	86	86	87	83
16— 10^{-2}	77	87	86	89	90	90	91	86
16— 10^{-4}	86	92	92	93	94	94	94	91

表12·7-3和12·7-4分别列出了原子弹爆炸和氢弹爆炸条件下,在不同距离上各能区中子对剂量的贡献。

从表列结果可以看出,当 $R > 800$ 米后,对于原子弹爆炸,能量大于0.1MeV的快中子所造成的剂量约占60%,而慢中子的贡献占据可观的比例。对于氢弹爆炸,能量大于0.1MeV的快中子造成的剂量高达75—85%,而慢中子的贡献比较小,这是因为氢弹爆炸比原子弹爆炸的中子能谱要硬的缘故。

这一点和不同能区中子对积分通量的贡献有较大的差异。中子积分通量中主要部分取决于能量小于100keV以下的慢中子,而快中子贡献较小,和中子剂量情况正好相反,这是因为慢中子生物效应较小的缘故。

正因为 $R > 800$ 米后,中子能量大于3MeV的中子对剂量的贡献稳定在平均值18% (原子弹)和47% (氢弹),因而可以根据快中子积分通量来确定中子剂量,实际上(12·7-2)和(12·7-3)式就反映了这个情况。

§ 12·8 中子对介质的活化、氮俘获 γ 辐射、感生放射性

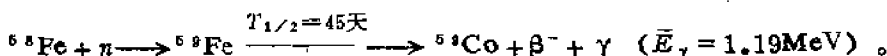
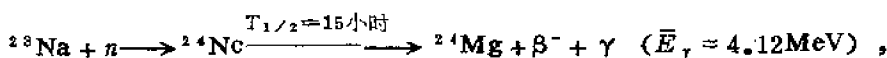
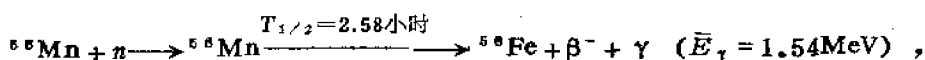
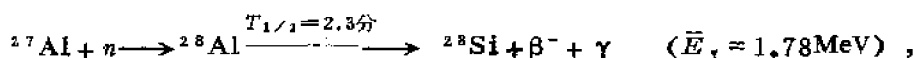
一、核爆炸释放出的中子,最终都被空气和土壤所俘获,从而使吸收中子的核活化,放出 β 射线和 γ 辐射。

对于空气,主要有下列反应: $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$, $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$ 和 $^{40}\text{Ar}(n, \gamma)^{41}\text{Ar}$ 等。 ^{17}O 在空气氧分子中丰度比较小,Ar的成份在空气中占的份额也比较小,因此可以忽略它们。 $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ 反应的截面为1.75靶,虽然比 $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ 反应截面0.082靶要大得多,但是由于 ^{14}C 的半衰期很长,为 5.8×10^3 年,因而这个反应在最初所释放出的 γ 放射性强度比较小,比Ar俘获 γ 辐射都弱,作为瞬时杀伤因素来说也可以忽略。因此对于空气来讲,主要是 $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ 反应的俘获 γ 辐射。一次 $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ 反应放出的 γ 辐射能量为10.83MeV,光子的能量分布在(3—10.83)MeV之间,平均能量为5.5MeV,其能谱见表12·8-1。氮俘获 γ 辐射在早期核辐射中起着不可忽视的作用,我们在下一章将做专题讨论。

二、土壤中能够被活化而形成放射性同位素的元素比较多,表12·8-2给出了土壤中可以活化的主要元素及放射性同位素的基本性质。至于这些元素在土壤中含量,那是随地区不同而有很大的差异,只有根据实地分析才能得出。但一般来说,活化后的感生放射性主要来自 ^{27}Al , ^{54}Mn , ^{24}Na , ^{59}Fe , 它们的活化反应是:

表12·8-1 氦俘获 γ 辐射能谱

γ 辐射能量 (MeV)	γ 光子数/100次俘获	γ 射线能量 (MeV)	γ 光子数/100次俘获
10.833	11	5.559	14
9.152	1	5.530	18
9.03	0.2	5.293	35
8.54	0.2	5.263	22
8.313	4	4.497	16
7.305	9	3.669	17
7.164	≥ 0.8	3.520	15
6.323	17	3.267	≤ 6



从时间分布来看,受中子照射后的前几分钟,放射性主要来自 ${}^{28}\text{Al}$,它的放射性强度比其它所有同位素的放射性强度高出近100倍。经过几小时后,放射性主要来自 ${}^{56}\text{Mn}$, ${}^{24}\text{Na}$,在20到200小时内则几乎完全决定于 ${}^{24}\text{Na}$,过了200小时以后,只剩下 ${}^{60}\text{Fe}$ 有放射性了。因此土壤感生放射性虽然由不同放射性同位素混合物所构成,但随时间的衰变有明显的规律,恰好反映了上述四种放射性同位素的不同半衰期,而且和裂变产物放射性衰变规律有显著的差异。

在中子的辐照下,土壤的感生放射性主要由热中子积分通量及其在土壤中的衰减规律和土壤的成分决定。

若距爆心为 R 处,距地面深度为 x ,能量为 E 的中子积分通量为 $\Phi(R, x, E)$,那么单位体积的土壤在单位时间内所放出的 γ 辐射能量为

$$Q(R, x, t) = \sum Q_i(R, x, t), \quad (12\cdot8-1)$$

称为 γ 放射性比度,单位为 $\text{MeV}/\text{厘米}^3\text{秒}$,式中 Q_i 为土壤中第 i 种元素的放射性比度。令 i 种元素的活化截面为 σ_i ,活化后的衰变常数为 λ_i ,一次衰变放出的 γ 辐射能量为 E_i ,则

$$Q_i(R, x, t) = N_i E_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} \int \sigma_i(E) \Phi(R, x, E) dE. \quad (12\cdot8-2)$$

式中 N_i 为第 i 种同位素的原子数密度,与土壤中该元素的含量 c_i 的关系为

$$N_i = \frac{6.023 \times 10^{23} \rho c_i}{A_i}. \quad (12\cdot8-3)$$

式中 ρ 为土壤的比重, A_i 为 i 种元素的原子量。

快中子活化截面比等效热中子的活化截面小得多,因此

$$\int \sigma_i \Phi(R, x, E) dE \approx \bar{\sigma}_i \Phi_T, \quad (12\cdot8-4)$$

$\bar{\sigma}$ 为等效热中子平均活化截面, Φ_T 为等效热中子积分通量。

由此得土壤的 γ 放射性比度为

$$Q(R, x, t) = \Sigma N_i E_i \bar{\sigma}_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} \Phi_T(R, x) \quad (12.8-5)$$

有了放射性比度, 就可以来求得土壤感生放射性在距地面一定高度上所产生的剂量率。为此我们假定:

1. 土壤的活化是均匀的。

2. 若地面上方探测器的高度 (见图12.8-1) 不很高, 一般取一米左右, 可以忽略 γ 辐射在这一段空气里的减弱。

3. 土壤的 γ 放射性比度 Q 不随深度变化。

实测表明上述几点假定是近似成立的。若探测器高度为 1 米, 造成某一点剂量率的 γ 辐射主要来自该点约 (10—20) 米范围内的感生放射性, 在这个不大的范围内 Φ_T 的变化不大, 所以假定 1 带来的误差不会很大。

实测表明, 放射性比度在 (10—20) 厘米的深度内变化不大, 而正是这个薄层的土壤感生放射性对地面的剂量率起主要作用, 因此假定 3 也是近似成立的。

在如图12.8-1的几何条件下, r 到 $r + dr$ 的圆环, 深度为 dx 的体积内的第 i 种同位素的放射性比度为

$$Q_i 2\pi r dr dx,$$

对于点源, 直射部分的衰减形式为

$$\frac{1}{4\pi R^2} e^{-(R-r)/\bar{\lambda}_i},$$

$\bar{\lambda}_i$ 为 γ 辐射在土壤中的等效衰减长度。对体积内所有点源迭加, 可得感生 γ 辐射的强度为

$$I_i = \int_0^x \int_0^\infty B \frac{2\pi r}{4\pi R^2} Q_i e^{-(R-r)/\bar{\lambda}_i} dr dx, \quad (12.8-6)$$

式中引进了经验积累因子 B , 表示该点的辐射总强度和直射的辐射强度之比, 换句话说, B 代表了由于散射贡献而需要增加的量, 一般可取 $B \approx 1.3$ 。

强度为 I_i 的 γ 辐射的剂量率为

$$P_i = 1.48 \times 10^{-5} \mu_i I_i, \quad (12.8-7)$$

式中 μ_i 为空气对第 i 种元素释放的 γ 光子的能量吸收系数, 若 I_i 的单位为 $\text{MeV}/\text{厘米}^2 \cdot \text{秒}$, 则 P 的单位为伦/秒。

由此得

$$P_i = 1.48 \times 10^{-5} \mu_i \int_0^x \int_0^\infty \frac{r}{2R^2} B Q_i e^{-(R-r)/\bar{\lambda}_i} dr dx. \quad (12.8-8)$$

根据我们的假定 Q 与 x, r 无关, 若探测器的高度为 H , 利用

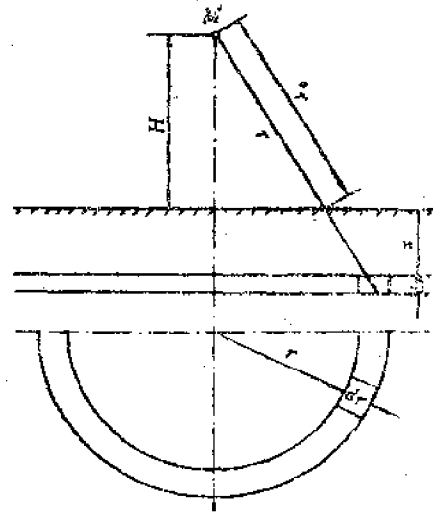


图12.8-1 土壤感生放射性计算示意图
(图上方 H 和 r 分别对应公式中 H_0 和 R)

表12-8-2 几种元素的计算参数表

	²⁷ Al	⁵⁵ Mn	²³ Na	⁵⁶ Fe	⁶⁴ Ni	⁵¹ Cr	⁹⁹ Mo	⁹⁹ Mo	⁹⁹ Mo	²⁴ Mg	³⁷ Cl	⁶³ Cu
原子量	27	55	23	55.85	58.7	52	96	96	24.3	35.5	63.54	
同位素丰度	100	100	100	0.31	1.16	4.31	15.86	23.75	11.1	24.47	69.1	
热中子活化截面(靶)	0.232	13.3	0.56	1.23	1.52	16	6×10^{-3}	0.51	0.03	0.43	4.50	
半衰期	2.3分	2.58小时	15小时	45天	2.6小时	27.8天	6.9小时	2.8天	9.5分	37.3分	12.9小时	
衰变常数(小时) ⁻¹	18.3	0.269	0.046	6.4×10^{-4}	0.27	1.04×10^{-3}	1.03×10^{-2}	0.1	4.43	1.12	5.38×10^{-2}	
射线能量(MeV)	1.78	1.68	4.12	1.19	0.56	0.031	2.33	0.31	0.85	1.60	0.195	
空气的能量吸收系数	3.05	3.47	2.97	3.4	3.4	3.66	3.4	3.4	3.6	3.0	3.8	
射线在介质中的等 效衰减长度(厘米) (1.5克/厘米 ³)	18.8	16.6	21.2	16.5					21.5*	30.0*		
经验积累系数	1.30	1.33	1.27	1.33	1.33	1.37	1.33	1.35	1.36	1.30	1.34	

* 指密度为1.025克/厘米³的海水

$$R^2 = r^2 + (H+x)^2; \quad \frac{R-l}{l} = \frac{x}{H}; \quad (12.8-9)$$

$$RdR = r dr, \quad \frac{dR}{R} = \frac{dl}{l}, \quad (12.8-10)$$

可将积分化为

$$P_i = 1.48 \times 10^{-6} \frac{Q_i B \mu_i}{2} \int_0^x \int_{l_0}^{\infty} e^{-x/\lambda_i H} \frac{dl}{l} dx$$

$$= 1.48 \times 10^{-6} \frac{Q_i B \mu_i}{2} \left\{ \frac{\lambda_i H}{l_0} (1 - e^{-x/\lambda_i H}) - x E_1 \left(\frac{-x l_0}{\lambda_i H} \right) \right\}. \quad (12.8-11)$$

式中 $E_1(y)$ 为积分指数函数， l_0 为探测器距地面的距离， x 为深度。由此可以求得地面某点不同深度，不同范围内活化土壤对 γ 剂量率的贡献。

当 $l_0 = H$ ， $x \rightarrow \infty$ 时，即对于半无限空间

$$P_i = 0.74 \times 10^{-6} \mu_i B Q_i \bar{\lambda}_i, \quad (12.8-12)$$

迭加后得

$$P = 0.74 \times 10^{-6} \sum \mu_i B Q_i \bar{\lambda}_i, \quad (12.8-13)$$

将(12.8-5)式代入后得

$$P(R, t) = 7.4 \times 10^{-6} \sum N_i E_i \bar{\sigma}_i \bar{\lambda}_i \mu_i B \lambda_i e^{-\lambda_i t} \Phi_T(R). \quad (12.8-14)$$

将有关数据代入

$$P(R, t) = \Phi_T(R) \sum a_i c_i e^{-\lambda_i t}, \quad (12.8-15)$$

式中 a_i 为常数， c_i 为第 i 种元素在土壤里的含量，四种主要元素的数值见表12.8-3。

表12.8-3 a_i 值

	Al	Mn	Na	Fe
a_i	1.24×10^{-9}	4.84×10^{-10}	2.36×10^{-11}	1.91×10^{-16}

在实际爆炸的情况下，土壤的感生放射性表现为爆心附近地面放射性污染。在爆炸高度较低时，沉降到地面的裂变产物是地面放射性污染的主要来源。例如 ^{235}Pu 的裂变产物从爆后10秒到无限长的时间内放出的 γ 辐射能量约6.2MeV/裂变（见表11.3-6），而土壤每俘获一个中子平均放出的 γ 辐射能量约为0.48MeV。假定土壤俘获爆炸所释放的中子数的一半，那么每一次裂变活化土壤所辐射的能量约为0.25MeV/裂变。可见，即使在地爆的条件下，活化土壤辐射的能量仅及裂变产物 γ 辐射能量的1/14，因此，对于地爆的放射性污染，感生放射性所占的比例并不大。

在爆炸高度比较高的条件下，裂变产物沉降的量很小，可以忽略，土壤的感生放射性则是地面放射性沾染主要来源。在空中爆炸条件下，对地面放射性沾染随时间衰减规律的测量，可以用来直接验证上述理论的正确性。理论计算的放射性随时间的衰减曲线和实测曲线相比较，计算值与实测值的最大偏差不超过33%，可以认为是符合得比较好的。

参 考 文 献

- [1] П. А. Ямпольский, 原子爆炸中的中子, 原子能译丛, 1 (1962), 科学出版社.
- [2] K. H. Beskurtz, K. Wirtz, *Neutron Physics* 1964.
- [3] E. A. Straker, ORNL-4289, 1968.
- [4] C. R. Greer, et al, SC-RR-67-746, 1967.
- [5] Ф. Н. 库赫麦维奇等人, 核爆炸中子 γ 辐射防护.
- [6] R. L. French, *Nucl. Sci. Eng.* 19, 1964, 151.
- [7] AD-745906, 1972.
- [8] F. H. Attix, W. C. Roesch, *Radiation Dosimetry Vol. 1. Chap. 6.* 1968.
- [9] J. J. Ritts, et al, ORNL-TM-2079, 1968.

第十三章 核爆炸 γ 辐射

§ 13.1 核爆炸 γ 辐射源

前面我们已经讨论过核爆炸的 γ 辐射源有：伴随裂变过程的 γ 辐射；裂变产物的 γ 辐射；中子在弹体和空气中非弹性散射所产生的 γ 辐射；氮俘获中子产生的 γ 辐射和土壤俘获中子的 γ 辐射。此外，还有 β 粒子被韧致所产生的 γ 辐射，但贡献很小，故未予考虑。

作为核爆炸的杀伤破坏因素，根据 γ 辐射的发射时间将它分为三类：

1. 瞬发 γ 辐射：从起爆开始到弹体飞散为止，即时间从0到约 10^{-6} 秒，它包括伴随裂变过程的 γ 、裂变产物 γ 和中子在弹体材料中非弹性散射和俘获所产生的 γ 辐射。这部分 γ 辐射既能反映弹内核反应过程的信息，也是激发核爆炸电磁脉冲的主要激励源。

2. 缓发 γ 辐射：从弹体飞散后，到早期核辐射对地面 γ 剂量的贡献可以忽略为止，时间从约 10^{-6} 秒到15秒。它主要由裂变产物 γ ，空气中氮俘获 γ 和少量土壤俘获 γ 组成，这是早期核辐射的 γ 辐射剂量的主要部分，也是这一章讨论的基本内容。

3. 剩余 γ 辐射：从约15秒到无穷大，它包括裂变产物 γ 和土壤感生放射性的 γ 辐射。这里也将简要讨论有关裂变产物的剩余 γ 辐射的内容。

以上完全是根据分析研究杀伤破坏因素的特点来区分的，并不是根据 γ 辐射的来源或特征，例如伴随裂变过程的瞬发 γ 辐射不可能持续到 10^{-6} 秒这么长时间，但这并不会带来误解。

作为 γ 辐射源的几何特点来说，瞬发 γ 辐射源可以认为是静止的点源。缓发 γ 辐射中，空气氮俘获 γ 源可以认为是静止的体源。裂变产物散布在火球和烟云之中，而火球和烟云半径在15秒钟内不断增大，距离地面高度也不断升高，因此这一部分是一个上升的体源。

这一章的主要内容就是讨论上述 γ 源通过大气传播所造成的地面 γ 辐射场，即剂量的空间分布，时间分布，不同地点的能量分布和角分布。

§ 13.2 γ 辐射与物质的相互作用

γ 辐射可以定义为伴随核跃迁的电磁辐射，X射线则是伴随电子跃迁的电磁辐射，它们可以统一用能量 $E = h\nu$ 的光子描述。它们与物质的相互作用并无区别，因此下面所讨论的内容既适用于 γ 辐射也适用于X射线。

一、光子与物质的相互作用过程主要有光电效应、康普顿散射和电子偶效应。这三个作用过程是个竞争过程。那一个过程占据主要地位，决定于光子的能量和物质的原子序数 Z 。图13.2-1给出了主要作用过程随原子序数 Z 和光子能量的变化。图中曲线表示两个相邻过程的截面相等。我们所关心的光子能区约为0.01到10MeV，对于低原子序数的物质，例如空气，主要是康普顿散射和光电效应，当光子能量低于0.1MeV，主要为光电效应，大于0.1MeV

则主要为康普顿散射，电子偶效应比较小。由此可见，核爆炸 γ 辐射在大气中被吸收的过程是康普顿散射——光电效应，而后消失。

由于康普顿散射是激励核爆电磁脉冲的主要源，因此，凡是后面核电磁脉冲一章中所要涉及到的内容我们这里都做较详细的讨论。

康普顿散射是具有能量 $E = h\nu_0$ 和动量 $p = h\nu_0/c$ 的入射光子在原子中电子上发生的散射。散射后光子失去一部分能量，转变为电子的动能 KE ，反冲电子以 ϕ 角向外发射，散射后的光子能量为 $h\nu = h\nu_0 - KE$ ，并以散射角 θ 向外发射。散射前后光子的能量和波长与散射角的关系可由能量、动量守恒方程求得：

$$\frac{1}{h\nu} - \frac{1}{h\nu_0} = \frac{1}{m_0c^2} (1 - \cos\theta), \quad (13.2-1)$$

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta), \quad (13.2-2)$$

式中 m_0c^2 为电子的静止能量，其值为 0.5110MeV ， h/m_0c 称为电子的康普顿波长 $\lambda_c = 2.426 \times 10^{-10}$ 厘米。

用电子静止能量 m_0c^2 使入射光子能量无量纲化，即引进

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}, \quad (13.2-3)$$

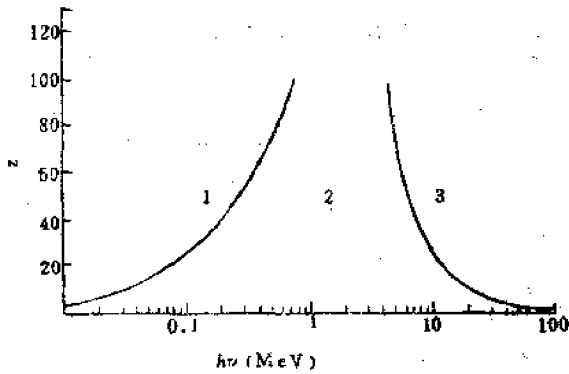


图13.2-1 三个过程相对重要性随 $h\nu_0$ 和 Z 的变化

- 1 —— 光电效应为主；
- 2 —— 康普顿散射为主；
- 3 —— 电子偶效应为主

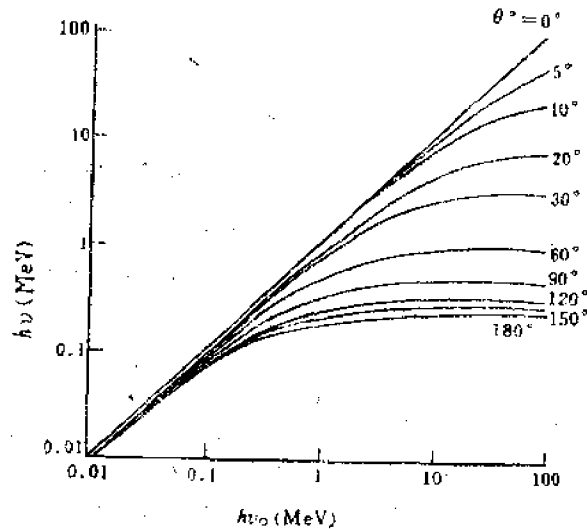


图13.2-2 散射光子能量 $h\nu$ 随入射能量 $h\nu_0$ 和散射角 θ 的变化

则 (13.2-1) 式可以写成：

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{1}{1 + \alpha_0(1 - \cos\theta)} \quad \text{或} \quad \frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{1}{1 + \alpha_0(1 - \cos\theta)}, \quad (13.2-4)$$

其数值关系可参看图13.2-2

当散射光子为背向散射时, $\theta = 180^\circ$, 它的能量为最小,

$$(h\nu)_{\min} = \frac{h\nu_0}{1 + 2\alpha_0}, \quad \theta = 180^\circ. \quad (13\cdot2-5)$$

对于反冲电子同样可以求得

$$\cot\varphi = (1 + \alpha_0)\tan(\theta/2), \quad (13\cdot2-6)$$

$$KE = h\nu_0 - h\nu = h\nu_0 \frac{\alpha_0(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha_0(1 - \cos\theta)}, \quad (13\cdot2-7)$$

$$(KE)_{\max} = h\nu_0 \frac{2\alpha_0}{1 + 2\alpha_0}, \quad \theta = 180^\circ. \quad (13\cdot2-8)$$

在 θ 角方向上光子与电子碰撞的微分截面可用克莱因-仁科公式来确定。对于一个电子, 光子碰撞微分截面为

$$d\sigma_c = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)^2 \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} + \frac{\alpha_0}{\alpha} - 1 + \cos^2\theta\right) d\Omega \text{ (厘米}^2\text{/电子)}, \quad (13\cdot2-9)$$

式中 $d\Omega$ 为散射光子所散布的立体角元,

$$d\Omega = 2\pi\sin\theta d\theta, \quad (13\cdot2-10)$$

r_0 为电子的经典半径。

$$r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2.818 \times 10^{-13} \text{ (厘米)}. \quad (13\cdot2-11)$$

将(13·2-9)式乘上原子序数 Z 便得每个原子的碰撞截面, 再乘上原子数密度 N 便得散射减弱系数, (13·2-9)式的数据参见表13·2-1。

表13·2-1 不同 $h\nu_0$ 和 θ 角的微分截面 $d\sigma_c/d\Omega$ (10^{-27} 厘米²/立体角·电子)

$h\nu_0$ (MeV)	θ									
	1°	5°	10°	20°	30°	45°	60°	90°	120°	180°
0.01	79.4	79.1	78.1	74.6	69.1	59.0	48.6	36.3	26.4	23.6
0.04	79.4	79.0	78.0	74.0	68.0	57.5	45.5	34.4	26.4	23.2
0.1	79.4	79.0	77.7	73.0	66.0	53.7	41.0	29.3	23.3	21.2
0.2	79.4	78.8	77.3	71.3	62.8	48.2	35.0	22.9	23.0	21.3
0.4	79.4	78.6	76.4	68.2	57.2	41.0	28.5	16.8	15.7	17.9
1	79.3	77.9	73.7	60.2	45.0	27.7	17.7	10.4	8.80	8.35
2	79.3	76.8	69.7	50.1	33.0	18.3	11.5	6.80	5.30	4.54
4	79.2	74.6	62.8	37.3	21.7	11.5	7.15	4.09	2.98	2.39
10	78.9	68.6	48.4	21.2	11.0	5.6	3.48	1.86	1.05	0.98

我们往往更关心的是光子能量散射微分截面, 即在 θ 方向上散射的能量与入射能量之比乘上 $d\sigma_c$, 即

$$d\sigma_e = \frac{\nu}{\nu_0} d\sigma_c = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)^3 \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} + \frac{\alpha_0}{\alpha} - 1 + \cos^2\theta\right) d\Omega. \quad (13\cdot2-12)$$

由表13·2-1可见, 在康普顿散射中, 光子主要是向前散射, 而且向前散射的截面与光子能量的关系不大, 随着光子能量增加, 大角度的散射截面愈小。

反冲电子数的角分布为

$$\frac{d\sigma_e}{d\varphi} = \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \left[\frac{2\pi(1+\cos\theta)\sin\theta}{(1+\alpha_0)\sin^2\varphi} \right] \quad (\text{厘米}^2/\text{电子}\cdot\text{弧度}) \quad (13\cdot2-13)$$

当 $h\nu_0 = 0.5\text{MeV}$, 该分布在 20° 和 60° 附近有极大值, 当光子能量增大, 广角分布消失, 而且分布极大值出现的角度愈小, 也就是说反冲电子主要是向前飞行。

反冲电子数随其动能的分布为

$$\frac{d\sigma_e}{d(KE)} = \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{d\theta} \cdot \frac{d\theta}{d(KE)} = \frac{\pi r_0^2}{\alpha_0^2 m_0 c^2} \left\{ 2 + \left(\frac{KE}{h\nu_0 - KE} \right)^2 \times \left[\frac{1}{\alpha_0^2} + \frac{h\nu_0 - KE}{h\nu_0} - \frac{2(h\nu_0 - KE)}{\alpha_0 KE} \right] \right\} \left(\frac{\text{厘米}^2}{\text{keV电子}} \right) \quad (13\cdot2-14)$$

由于入射光子的能量分配给散射光子和反冲电子, 其分配概率可分别用截面 σ_s 和 σ_e 表示, 反冲电子所带走的能量就是光子能量被介质所吸收的部分, 即 $h\nu_0 \cdot \frac{\sigma_e}{\sigma_0}$, 散射光子所

保留的能量为 $h\nu_0 \cdot \frac{\sigma_s}{\sigma_0}$, 显然,

$$\sigma_0 = \sigma_s + \sigma_e \quad (13\cdot2-15)$$

表13·2-2给出了不同入射光子能量下, σ_s 、 σ_e 、 σ_0 以及散射光子和反冲电子的平均能量。

由表13·2-2可见, 入射光子的能量愈大, 反冲电子所获得动能愈大; 当 $h\nu_0$ 大于 1.5MeV 后, 有一半以上能量转变为反冲电子的动能。

表13·2-2 σ_s 、 σ_e 、 σ_0 以及散射光子和反冲电子平均能量

$h\nu_0$ (MeV)	截面 (10^{-27} 厘米 ² /电子)			散射光子 平均能量 (MeV)	反冲电子	
	σ_s	σ_e	σ_0		平均能量 (MeV)	占入射光子 能量的份额
0.1	492.8	424.8	68.0	0.0862	0.0138	0.1380
0.2	406.5	318.6	87.9	0.1568	0.0432	0.2162
0.3	353.5	258.2	95.3	0.2191	0.0809	0.2696
0.4	315.7	218.6	98.1	0.276	0.124	0.3098
0.5	289.7	190.5	99.2	0.329	0.171	0.3424
0.8	235.0	138.9	96.1	0.473	0.327	0.4089
1.0	211.2	118.3	92.9	0.560	0.440	0.4399
1.5	171.6	86.70	84.9	0.758	0.742	0.4948
2.0	145.4	68.67	77.7	0.939	1.061	0.5307
3.0	115.1	48.65	66.4	1.269	1.731	0.5769
4.0	95.98	37.73	58.25	1.57	2.428	0.6069
6.0	73.23	26.07	47.16	2.14	3.864	0.6440
8.0	59.89	19.93	39.96	2.66	5.338	0.6672
10.0	50.99	16.14	34.85	3.16	6.836	0.6835

二、在光子与原子相互作用过程中，它的全部能量转变为电子的动能和在原子中的结合能，这个过程称为光电效应。显然，遇到光电吸收的光子便完全离开了 γ 光子流。对于入射光子能量为 $h\nu$ 的光电吸收截面 σ_{ph} 与物质的原子序数 Z 有下列近似关系

$$\sigma_{ph} \sim Z^4 / (h\nu)^3 \quad (13\cdot2-16)$$

γ 辐射在与原子核库仑场的相互作用中，能量全部被吸收而发射出电子-正电子偶，这一过程称为电子偶效应。对于原子核的库仑场只有当光子能量 $h\nu > 2m_0c^2$ ，这个效应才能发生；对于原子中电子的库仑场，需 $h\nu > 4m_0c^2$ 才有可能发生。电子偶效应的截面 σ_e 随光子能量 $h\nu$ 和物质原子序数 Z^2 增大。在光子产生电子偶效应后便完全离开了 γ 光子流，但是，这一过程将伴随有能量为约0.511MeV的正电子湮没所产生的次级 γ 辐射。

三、在讨论光子与物质相互作用的三种基本过程的基础上，便可以来讨论平行光子窄束通过物质时被减弱和能量被吸收的规律。

前面光辐射部分已讨论过光辐射通过物质被减弱的规律。与此类似，凡是上述三种作用过程都使光子离开原来光子束，使光子束减弱。因此光子束被减弱的截面应等于三种作用过程截面的总和，即

$$\sigma_T = \sigma_e + \sigma_{ph} + \sigma_c \quad (13\cdot2-17)$$

若单位体积的原子数为 N ，则束强为 I 的光子窄束垂直通过 dx 厚的物质后，强度的减弱为

$$dI = -I\mu dx, \quad (13\cdot2-18)$$

$$\mu = N\sigma_T, \quad (13\cdot2-19)$$

称为物质对 γ 射线减弱系数

引进质量减弱系数 μ/ρ 更为方便，它与物质密度 ρ 和物理状态无关。每一种元素的质量减弱系数就等于原子总截面乘上单位质量的原子数，其中康普顿散射的质量减弱系数除了氢以外，几乎与原子序数 Z 无关。有了质量减弱系数后，(13·2-18)式写成

$$dI = -I\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho dx = -I\left(\frac{\mu}{\rho}\right)dx_m, \quad (13\cdot2-20)$$

式中 x_m 称为质量距离，单位为米·毫克/厘米²或克/厘米²。

离开原光子束的散射光子不一定被物质所吸收。从讨论 γ 辐射剂量的角度来看，需要研究 γ 光子能量被吸收的规律。考虑到凡是以光子形式被保留下的那一部分能量不能算在被吸收之列，因此能量吸收截面应为

$$\sigma_{T_0} = f_1\sigma_e + f_2\sigma_{ph} + f_3\sigma_c, \quad (13\cdot2-21)$$

式中 f_1 、 f_2 、 f_3 为相应过程中被吸收掉的能量份额，它们都是小于1的数。具体说来：

f_1 是考虑到反冲电子在减速时所产生的次级韧致辐射的系数，近似等于1；

f_2 是考虑到光电吸收过程中，被吸收的一部分能量以次级荧光辐射出去的系数，可以近似写成

$$f_2 = 1 - \frac{YB_0}{h\nu_0}, \quad (13\cdot2-22)$$

式中 B_0 为电子的束缚能， Y 为荧光的产额；

f_3 是考虑到正电子湮没辐射和电子韧致辐射的系数，近似表为

$$f_3 = 1 - \frac{2m_0c^2}{h\nu_0}, \quad (13\cdot2-23)$$

因此

$$\sigma_{T_e} = \sigma_e + \sigma_{s,e} \left(1 - \frac{YB_e}{h\nu_0} \right) + \sigma_p \left(1 - \frac{2m_e c^2}{h\nu_0} \right) \quad (13\cdot2-24)$$

显然, 当 γ 辐射通过 dx 厚的物质时, 被吸收的能量为

$$\begin{aligned} dE &= -N_\gamma h\nu_0 \mu_a dx \\ &= -N_\gamma h\nu_0 \frac{\mu_a}{\rho} dx_m, \end{aligned} \quad (13\cdot2-25)$$

式中 N_γ 为单位面积的光子数;

$$\mu_a = N\sigma_{T_e}; \quad (13\cdot2-26)$$

μ_a/ρ 为质量吸收系数,

引进光子的自由程是方便的, 减弱自由程为

$$\lambda = 1/\mu, \quad (13\cdot2-27)$$

吸收自由程为

$$\lambda_a = 1/\mu_a, \quad (13\cdot2-28)$$

一般说来两个自由程并不相同。

图13·2-3给出了温度为273K, 压强为760毫米汞柱, 密度 $\rho = 1.293$ 毫克/厘米³, 78.04% 的体积为氮, 21.02% 为氧, 0.94% 为氩的空气, 在不同光子能量 $h\nu_0$ 下的质量减弱系数 μ/ρ 和质量吸收系数 μ_a/ρ 的数据 (见文献[1])。

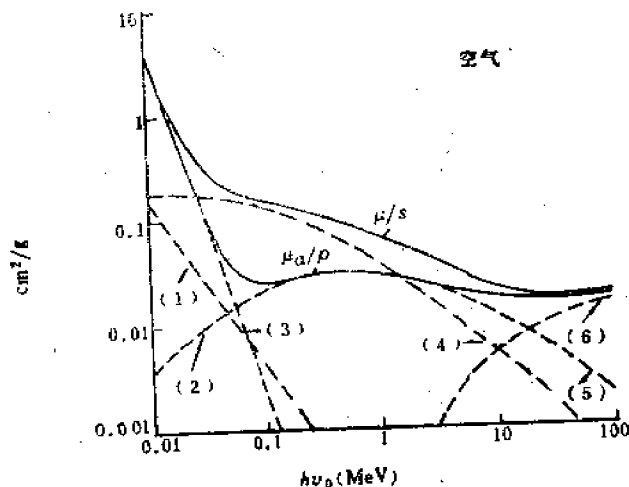


图13·2-3 空气的质量减弱系数和质量吸收系数随 $h\nu_0$ 的变化

(1) — μ_R/ρ (雷利散射), (2) — μ_a/ρ , (3) — μ_{PE}/ρ , (4) — μ_C/ρ , (5) — μ_S/ρ ,
(6) — μ_T/ρ

为了使用方便起见, 现介绍某些条件下的近似结果。对于轻物质, 当考虑光子能量在 0.5到10MeV范围内时, 康普顿散射占优势。在这个条件下, 则减弱系数近似为

$$\mu = N\sigma_c, \quad (13\cdot2-29)$$

$$\mu/\rho = \sigma_c \cdot \frac{N_0 Z}{A}, \quad (13\cdot2-30)$$

式中阿佛加德罗常数 $N_0 = 6.02 \times 10^{23}$, A 为原子量, 对于除氢以外的元素, μ/ρ 近似为常数, 故有

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (13.2-31)$$

因此可由已知元素的减弱系数求得其它元素或化合物的减弱系数。

从图13.2-3中可以看出, 能量在0.1到2MeV的范围内, μ_0/ρ 变化较小, 不妨近似取为常数, 对于标准状况下空气,

$$\mu_0/\rho \approx 0.026 \text{ 厘米}^2/\text{克}; \quad \mu_0 \approx 3.4 \times 10^{-5} \text{ 厘米}^{-1},$$

对于水, 也有

$$\mu_0/\rho \approx 0.03 \text{ 厘米}^2/\text{克}; \quad \mu_0 = 0.03 \text{ 厘米}^{-1}.$$

表13.2-3给出了不同能量 γ 光子在空气中减弱自由程 λ 和吸收自由程 λ_0 的数据。在同能量下, λ 与 λ_0 的数值相差还是比较大的。这里顺便指出, 这二者的差异对估算核爆电磁脉冲的幅度值是有影响的。

表13.2-3 不同能量 γ 光子在空气中的自由程

$h\nu_0$ (MeV)	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.8	1	1.5	2	3	4	5	6	8	10
λ (米)	50.8	62.9	72.5	80.5	89.3	96.2	109	122	151	178	221	254	287	316	352	388
λ_0 (米)	341	296	275	266	263	265	272	282	314	338	379	402	432	457	492	518

§ 13.3 γ 辐射的迁移

作为迁移现象, γ 辐射, 中子和光辐射有许多相似之处, 它们都满足玻茨曼迁移方程, 因此它们的空间分布有相同的数学形式。所不同的是它们与物质的相互作用过程, 这就使得 γ 辐射场, 中子场和光辐射的分布有很大的差别, 但有些概念还是可以互相借用的。

γ 辐射源的几何形状, 能谱和角分布是多种多样的。典型的有各向同性的点源, 单向或侧向发射的平面源, 均匀分布的体源等。这里侧重讨论点源, 因为均匀分布的平面源可以看成有相同点源分布的平面, 反过来点源也可以看成平面源的迭加。从能谱的角度说, 我们往往首先讨论单能的点源, 而后再根据已知的谱分布进行迭加, 得到具有确定能谱点源的辐射场。

对于任何源, 达到辐射场某点的强度, 光子数或能通量, 可以分成直射部分和散射部分。直射部分是不难求得的, 例如点源所发出的为宽束辐射, 可以当作由观察点到源连线上的窄束, 它的衰减规律遵循 (13.2-18) 式或 (13.2-25) 式。困难在于求得散射部分, 散射后光子能量总是低于直射光子的能量, 也就是说比直射光子软, 而且是从各个方向上到达观测

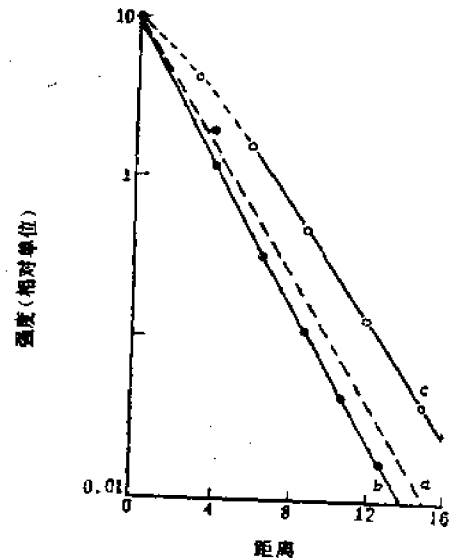


图13.3-1 γ 强度随距离的变化
a——单能窄束; b——连续能谱窄束;
c——宽束

点，因而不能看成窄束。所以达到某个较低能量值的光子将从各个方向积累到观测点。低能值的下限是光电吸收为主要过程的能量，例如取0.01MeV。为了看出这些基本特征，图13·3-1给出了不同源的 γ 辐射随距离的衰减曲线， a 为单能窄束强度随距离的变化曲线，其斜率 μ 为常数； b 为连续能谱窄束， μ 为对能谱的平均值，随距离增加略有减小； c 为连续能谱的宽束，与窄束的结果比较，由于散射部分的积累使得它的斜率随距离有所增加，即衰减较慢，尤其是离源较近的距离上更为明显。这个情况和远距离光冲量中散射部分有重要贡献的情况相似。

为了定量描述散射的积累效应，可以引进积累因子，它定义为某点 γ 辐射的总量与直射量之比，如果表征 γ 辐射的总量为光子数通量，那么光子数积累因子为

$$B_N = \frac{\text{（直射 + 散射）光子数通量}}{\text{直射光子数通量}} = 1 + \frac{\text{散射光子数通量}}{\text{直射光子数通量}} \quad (13\cdot3-1)$$

令光子数通量的能谱为 $N(x, E)$ ，则

$$B_N(x) = \frac{\int N(x, E)dE}{\int N_0(x, E)dE} = 1 + \frac{\int N_s(x, E)dE}{\int N_0(x, E)dE}, \quad (13\cdot3-2)$$

式中 N_s 、 N_0 分别为 x 处的散射和直射通量。

我们更关心的是能量和剂量积累因子，将上述光子数通量换为能通量，则能量积累因子为

$$B_E(x) = \frac{\int \dot{\Phi}(x, E)dE}{\int \dot{\Phi}_0(x, E)dE}, \quad (13\cdot3-3)$$

同样剂量积累因子为

$$B_D = \frac{\int \mu_0 \dot{\Phi}(x, E)dE}{\int \mu_0 \dot{\Phi}_0(x, E)dE}, \quad (13\cdot3-4)$$

式中 $\dot{\Phi}$ 、 $\dot{\Phi}_0$ 分别为总能通量和直射能通量， μ_0 为线吸收系数。

不同介质的能量积累因子有理论计算结果，可参考文献〔2〕，这里给出水对于不同单能 E_0 的 γ 辐射点源的能量积累因子随无量纲距离 $\mu_0 R$ 的变化，见表13·3-1。选用无量纲距离 $\mu_0(E_0)R$ 的优点是，对于相同原子序数 Z ，密度不同的介质具有相同的吸收规律。换句话说，在相同无量纲距离上，不同介质的能量积累因子相等。

表13·3-1 水中单能点源 γ 能量积累因子 B_D

E_0 (MeV)	$\mu_0 R$				
	2	4	6	8	10
0.5	5.1	14.3	28.0	48.0	77.6
1	3.7	7.7	13.0	18.5	27.1
2	2.8	4.9	7.0	9.6	12.4
4	2.2	3.2	4.4	5.6	6.8
6	1.9	2.8	3.6	4.3	5.2

随着距源的距离愈远，散射部分积累得愈多，低能部分 γ 辐射的迁移过程愈接近扩散过程，因而它的角分布趋向一个稳定的分布。另一方面，由于存在光电效应吸收低能光子的过程，经过多次散射后，康普顿散射所产生的低能光子数将等于光电吸收的光子数，这时散射 γ 辐射低于初始能量的能谱便不再随距离变化。辐射场具有不随距离变化的能谱和角分布，是平衡辐射的重要特征之一。

真正处于平衡的辐射场，散射强度在随距离的变化中，在某个距离上应出现极大值，而后应和直射部分具有相同的随距离衰减规律。例如对于定向平面源其衰减形式为

$$e^{-\mu x} ;$$

对于各向同性点源为

$$e^{-\mu R}/R^2。$$

这就是说，超过一定距离后，散射强度与直射强度之比不再随距离变化。

实际情况并非如此，由于散射前后的许多光子具有很相近的能量，运动方向和减弱系数，这些缓慢变化的参数使得散射和直射强度的比值随距离而增加，即散射部分与直射部分的比值随距离愈来愈大。

综上所述，在距源一定距离后，辐射场可以达到能谱，角分布都随距离变化不大，散射直射比随距离增大的准平衡辐射场。

这里所关心的核爆炸所造成的 γ 辐射场就是这种准平衡场。

§ 13.4 点源 γ 辐射在无限均匀大气中的传播

一、各向同性点源的单能 γ 辐射在无限均匀大气中传播是个比较容易取得完整数据的问题，但也是讨论较为复杂问题的基础。后面有关核爆炸 γ 辐射场的数据也是以此为基础得到的。

源强为 G 的各向同性点源在距离为 R 处的 γ 辐射能通量为

$$\dot{\Phi}_\gamma(R) = \frac{G(t)}{4\pi R^2} B_B(R, E_0) e^{-\mu R}, \quad (13.4-1)$$

式中源强 $G(t)$ 单位为 MeV/秒， $\dot{\Phi}_\gamma$ 的单位为 MeV/厘米²·秒。

考虑到每立方厘米空气吸收 γ 辐射能量 6.86×10^4 MeV 为一伦，则强度为 $\dot{\Phi}$ 的单能 γ 辐射的剂量率（伦/秒）为

$$P = 1.48 \times 10^{-6} \mu_a(E_0) \dot{\Phi}_\gamma(E_0, R)。 \quad (13.4-2)$$

对具有一定能谱分布的辐射强度，则

$$P = 1.48 \times 10^{-6} \int \mu_a(E) \dot{\Phi}_\gamma(E, R) dE \quad (13.4-3)$$

原来是单能的源，经过传播后也变成有确定的能谱，则上式可以写成

$$P = 1.48 \times 10^{-6} \mu_a(E_0) \int \frac{\mu_a(E)}{\mu_a(E_0)} \dot{\Phi}_\gamma(E) dE。 \quad (13.4-4)$$

时间从 0 到某一时刻 t_1 的 γ 辐射累积剂量为

$$D = 1.48 \times 10^{-6} \mu_a(E_0) \int_0^{t_1} \int \frac{\mu_a(E)}{\mu_a(E_0)} \dot{\Phi}_\gamma(E) dE dt, \quad (13.4-5)$$

在核爆炸 γ 辐射中, t_1 取15秒。

在实际计算中, 直射部分 $\dot{\Phi}_{d,\gamma}$ 以及相应的剂量率、剂量都是不难计算的, 关键在于求得散射部分 $\dot{\Phi}_{s,\gamma}$ 。类似于上述总能通量与 P 、 D 的关系, 则散射贡献的剂量率和剂量为

$$P_s = 1.48 \times 10^{-5} \mu_a(E_0) \int \frac{\mu_a(E)}{\mu_a(E_0)} \dot{\Phi}_{s,\gamma} dE; \quad (13.4-6)$$

$$D_s = 1.48 \times 10^{-5} \mu_a(E_0) \int \int \frac{\mu_a(E)}{\mu_a(E_0)} \dot{\Phi}_{s,\gamma} dE dt. \quad (13.4-7)$$

为了写成和总通量(13.4-1)式相同的形式, 我们往往写成 P_s, R^2 和 D_s, R^2 的形式。在这样的形式下, 散射 γ 剂量的能谱为

$$\frac{dD_s, R^2}{dE} = 1.48 \times 10^{-5} \int \mu_a(E) \dot{\Phi}_{s,\gamma}(E) R^2 dt. \quad (13.4-8)$$

在如图13.4-1所示的立体角内散射剂量的角分布为

$$\delta_\gamma(\theta) = \frac{\Delta(D_s, R^2)}{D_s, R^2 \Delta\Omega}, \quad (13.4-9)$$

式中 $\Delta\Omega = 2\pi(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)$, (13.4-10)

$\Delta(D_s, R^2)$ 为 $\Delta\Omega$ 立体角内的 DR^2 , DR^2 为开阔地面的值。

根据已知 γ 源求得剂量率, 剂量的空间分布, 能谱和角分布, 就完全确定了该源所产生的辐射场的性质。

二、现在来介绍用M-C方法计算单能点源的有关结果。第十章中 (§10.4) 简要介绍了光辐射迁移的M-C方法的基本思想。对于 γ 辐射的迁移, 有它简单的一面, γ 辐射与物质三种基本相互作用的截面, 有比较完整的数据, 困难的一面是 γ 源本身比较复杂, 但对于讨论单能点源, 这个困难并不存在。

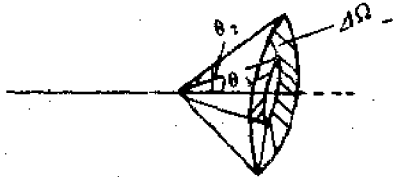


图13.4-1 散射立体角示意图

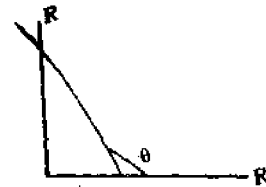


图13.4-2 γ 光子飞行示意图

在以点源为球心的球对称条件下, 描述一个 γ 光子的参量为能量 E , 与源点的径向距离 r , 散射后 γ 光子飞行方向与半径夹角的余弦 $\cos\theta$ (示意如图13.4-2), 到达某点的时间 t 和某一事件出现的权重 W_m 。其初态参量是, 给定 γ 光子的初始能量 E_0 , $r=0$, $\cos\theta=1$, $t=0$, $W_m=1$ 。跟踪这个光子, 直到经过 m 次散射后, 能量降低到0.01MeV, 便不再跟踪。

令记录点在以距离为 R 的球面上, 如果跟踪 N 个 γ 光子, 求得每个 γ 光子经过 m 次散射后对记录球面的能通量的贡献, 而后将 N 个光子的所有贡献迭加, 再除以 N 便得距离为 R 处一个光子的能通量 $\dot{\Phi}_s$, 由能通量 $\dot{\Phi}_s$ 便不难算出其它有关的量。计算中我们选定标准状态下大气密度为1毫克/厘米³。

对于直射部分, 其能通量为

$$\Phi_{d\gamma} = \frac{G(t)e^{-\mu(E_0)R}}{4\pi R^2}, \quad (13.4-11)$$

其它直射量都可以由此算出。因此下面主要介绍有关散射量的结果。

这里选择几个有典型意义的结果进行介绍，以便了解 γ 辐射场的基本特征。图13·4-3给出了不同初始能量的散射 γ 剂量 $D_s R^2$ 的空间分布。在源附近，散射剂量先随距离增加而后随距离减小，极值出现的距离与光子的初始能量有关，和这些光子的自由程相对应。过了极值后的衰减也不是一根直线，它反映了经过不同距离后光子能量的变化。

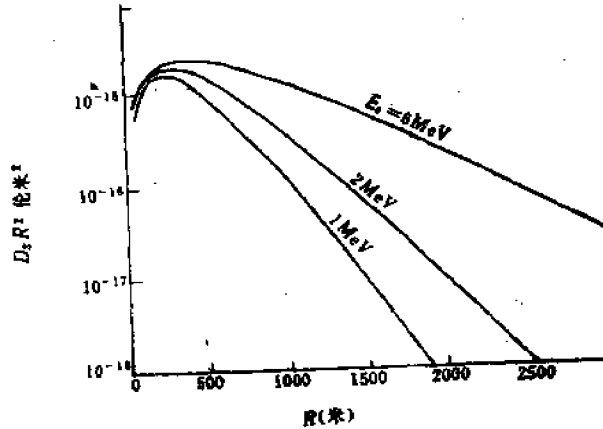


图13·4-3 $D_s R^2$ 的空间分布

表13·4-1给出了剂量积累因子 B_D 随 μR 的变化，可以用下式来拟合。

$$B_D = 1 + \mu(E_0)R + \frac{[\mu(E_0)R]^2}{7E_0^2}, \quad (13.4-12)$$

式中 E_0 单位为MeV。

表13·4-1 单能点源 γ 剂量积累因子 B_D

E_0 (MeV)	μR				
	2	4	6	8	10
0.5	6.6	18.0	40.0	66.0	94.0
1	4.5	10.0	18.0	26.5	35.0
2	3.1	5.8	9.2	11.5	14.5
6	2.0	3.0	3.8	4.6	5.3

散射剂量的能谱可用各能区的剂量占总散射剂量的百分比来表示，对单能 $E_0 = 2\text{MeV}$ 的计算结果见表13·4-2。当 $R > 600$ 米后，各个距离上的谱形大致不变，这就证实了多次散射后辐射场具有准平衡场特征的结论。但是，由单能点源 γ 在远距离出现平衡能谱的结论，并不能推断 γ 源比较复杂的核爆炸 γ 辐射场也具有同样的特点。

计算表明，当 $R > 600$ 米，不同距离上的角分布 $\theta(\theta)$ 具有大致相同的谱形，即可认为出现了平衡谱。

表13-4-2 $E_0 = 2\text{MeV}$, 各能区散射剂量占总散射剂量的百分比

ΔE (MeV)	R (米)			
	600	1000	1400	2000
0.01—0.05	17.5	17.6	15.6	19.7
0.1	23.5	24.0	22.0	27.9
0.5	46.8	45.6	44.8	49.1
1.0	64.8	64.3	64.6	68.3
1.5	81.4	81.7	81.8	82.4
2.0	100	100	100	100

§ 13.5 核爆炸 γ 辐射的传播

在前节所得数据的基础上, 现在可以来讨论核爆炸 γ 辐射的实际传播问题。

首先把核爆炸的 γ 辐射源看成静止点源, 根据裂变产物的 γ 辐射能谱和氮俘获 γ 辐射能谱可以求得 γ 辐射在无限均匀大气中的传播规律。其次再来讨论体源, 冲击波形成空腔, 源的上升和地面的影响, 以修正点源和无限均匀大气这两个理想条件, 从而求得 γ 辐射在真实条件下的传播规律。

一、在静止点源的条件下, 以裂变产物 (见图11.4-4) 和氮俘获 γ 辐射能谱 (见 § 12.8

(一)) 作为点源的初始能谱, 根据上节单能 γ 辐射传播的结果进行迭加, 可得单个 γ 光子的 D^2R 随质量距离 R_m 的变化, 如图13.5-1所示。

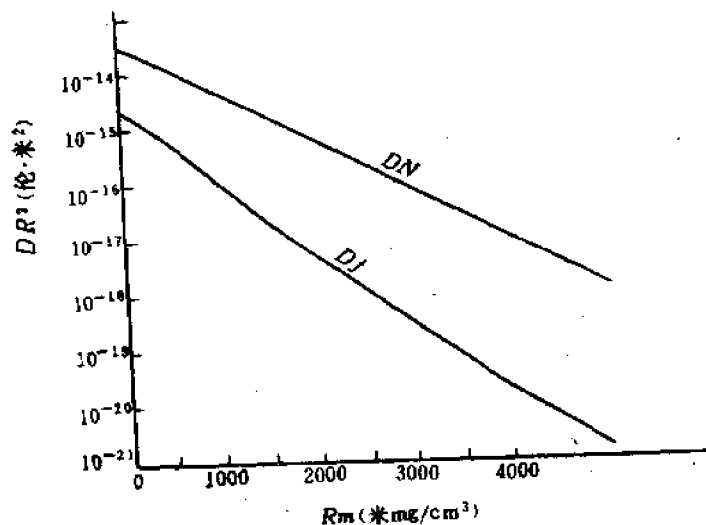


图13-5-1 DR^2 随质量距离的变化

由图13-5-1的结果可见, 氮俘获 γ 辐射的衰减曲线是一条比较好的直线, 可以拟合成下列公式:

$$D_N R^2 = K_N e^{-S_m / \lambda_N} \quad (13-5-1)$$

裂变产物 γ 辐射的衰减曲线并非一条直线, 但也可以分段拟合

$$D_f R^2 = K_f e^{-\lambda_f R} / \lambda_f, \quad (13.5-2)$$

式中

$$R_m = \rho R, \quad (13.5-3)$$

我们选定标准状态的大气密度 ρ_0 为1毫克/厘米³， λ_f 、 λ_N 为该标准状态下的等效衰减长度； K_N 、 λ_N 和 K_f 、 λ_f 的数值见表(13.5-1)。实际上 K_f 及 λ_f 仍然是距离的函数，拟合成(13.5-2)的形式，无非是为了实用方便而已。 K_f 随距离增加而减小， λ_f 随距离增加而增加，这一点反映了下述过程：能达到远处的是自由程较大的成分，而且达到该点周围的散射部分减小。应该指出，这里的 λ_f 、 λ_f 以及本章以后常用的指数衰减函数中出现的衰减常数并不具有自由程的含义，只是为了拟合成指数衰减函数的数学形式才出现的，因而称之为有效衰减长度。

表13.5-1

适用范围	300—5000	300—1400	1400—3000	3000—5000
R_m (米·毫克/厘米 ³)	300—5000			
K_N (伦·米 ³)	4.0×10^{-14}			
λ_N (米·毫克/厘米 ³)	478			
K_f (伦·米 ³)		4.2×10^{-15}	1.7×10^{-15}	5.3×10^{-16}
λ_f (米·毫克/厘米 ³)		281	344	397

二、前面已经提到过，除了瞬发 γ 可以看成点源外，以裂变产物和氮俘获 γ 为主组成的缓发 γ 都必须考虑体源。现在来讨论体源的影响。

为了简单起见，考虑一个球体的体源，其中单位体积放射性，即比放射性为 $S(a)$ ，球体的半径为 r_0 ，体积为 V_0 ，观测点A到球心的距离为 r ，在以体积中心为球心的坐标系中，观测点到某微体元 $d\tau$ 的距离为 r' ，如图13.5-2所示。由图示几何关系可以求得

$$r'^2 = (r - a \sin \theta \cos \varphi)^2 + (a \sin \theta \sin \varphi)^2 + (a \cos \theta)^2. \quad (13.5-4)$$

假定 γ 辐射在体源中和在体源外空气中具有相同的衰减规律，用 $f(r)/r^2$ 来表示，那么，体源在观测点所产生的剂量为

$$D_f(r) = \int_{V_0} \frac{S(a) f(r')}{r'^2} d\tau = \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{S(a) f(r')}{r'^2} a^2 da \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (13.5-5)$$

对于点源，由于 $r' = r$ ，故有

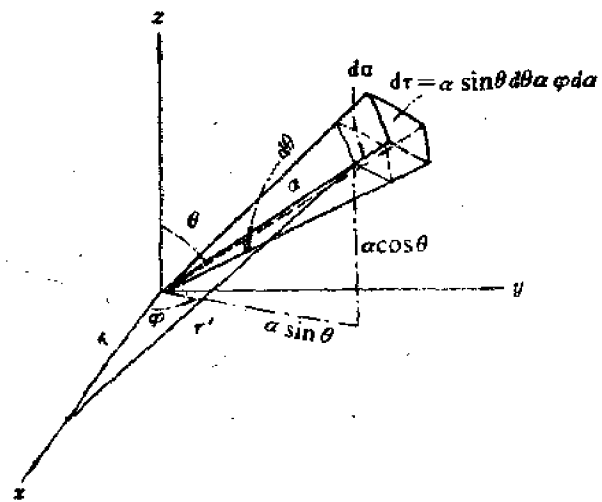


图13.5-2 体源坐标系的约定

$$D_p = \frac{f(r)}{r^2} 4\pi \int_0^r S(a) a^2 da \quad (13-5-6)$$

我们所关心的问题不在于求出体源的结果 D_v ，而在于比较与点源的差异，因此仅需考虑这二者的比值

$$\frac{D_v}{D_p} = \frac{1}{4\pi \int_0^r S(a) a^2 da} \iiint S(a) \frac{f(r') \cdot r^2}{f(r) \cdot r'^2} a^2 da \sin\theta d\theta d\varphi \quad (13-5-7)$$

首先考虑含有裂变产物的放射性烟云的体源影响。

放射性在火球或者烟云中的分布一般说来是不均匀的，随半径有一定的分布，而且不同时刻分布也不相同，但是迄今为止还不清楚它的分布规律。因此我们只能假定分布是均匀的，即 S 与半径无关。烟云半径的大小是随时间变化的，在火球存在的这段时间内，火球半径并不是放射性存在的半径，其中的产物即弹体蒸汽的半径才是真正放射性存在的半径。在早期，弹体蒸汽半径随时间的变化可由流体力学计算得到（参见第八章）。在约0.1秒以后，产物云团的大小主要取决于湍流扩散过程，再后可由放射性烟云直径随时间的变化来定。在早期 γ 辐射有意义的时间内，产物云团的半径一般不会超过500米。为此我们选取了 $r_0 = 300$ 和600米的两种体源来比较。

在这些假定下(13-5-7)式可以写成

$$\zeta_t = \frac{D_v}{D_p} = \frac{r^2}{4\pi r_0^3/3} \iiint \frac{f(r')}{f(r) r'^2} a^2 da \sin\theta d\theta d\varphi \quad (13-5-8)$$

计算结果见表13-5-2，由表中数据可见，当 $r_0 = 300$ 米， r 在数百米内体源的影响不能忽略；当 $r_0 = 600$ 米，体源的影响范围比较大，一直到3000米处，还相差近40%，但是由于放射性烟云的半径不会太大， $r_0 = 300$ 米已相当有代表性，所以我们的结论是，除了距源几百米范围内需要考虑体源影响外，其它距离上可以忽略。在以后关于裂变产物 γ 的讨论中，我们只用点源结果，不再考虑体源的影响。

表13-5-2 具有同样源强的裂变碎片 γ 辐射球状体源与点源剂量的比值

距源心距离 r (米)	$r_0 = 300$ 米	$r_0 = 600$ 米
50	0.0690	0.00132
100	0.287	0.0561
300	1.58	0.663
600	1.25	2.94
900	1.24	2.30
1200	1.21	2.00
1600	1.15	1.72
2000	1.12	1.57
2500	1.11	1.47
3000	1.09	1.39
3500	1.08	1.34
4000	1.07	1.32
4500	1.07	1.29

其次考虑氦俘获 γ 的体源影响。氦俘获 γ 的源强 $S(a)$ 可以写成

$$S(a) = \frac{1}{8\pi\lambda_N^3} e^{-a/\lambda_N}, \quad (13.5-9)$$

式中 λ_N 为慢中子的衰减长度, (13.5-8)式可以写成

$$\zeta_N = \frac{D_V}{D_P} = \frac{r^2}{8\pi\lambda_N^3} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^r \frac{e^{-r'/\lambda_N} f(r')}{r'^2 f(r)} a^2 da \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (13.5-10)$$

慢中子在空间的分布有两种情况,一种是与弹体达到平衡的麦克斯韦中子在大气中慢化所生成的慢中子云,其衰减长度 λ_N 取40米;另一种是泄漏出弹壳的快中子在大气中慢化所生成的慢中子云,其衰减长度取140米。核爆炸所形成的慢中子云中,热平衡中子所占比例约占90%,快中子慢化的约占10%。选择这样的比例,积分后,所得数据列在表13.5-3中。由表可见,当 $r > 300$ 米时 $\zeta_N \approx 1$,体源和点源差别很小,所以在以后讨论氦俘获 γ 时也只用点源结果。

表13.5-3 具有同样源强的氦俘获 γ 辐射体源与点源剂量的比值

距源心的距离 r (米)	ζ_N	距源心的距离 r (米)	ζ_N
50	0.285	2000	1.02
100	0.731	2500	1.02
300	1.17	3000	1.01
600	1.09	3500	1.01
900	1.07	4000	1.01
1200	1.04	4500	1.01
1600	1.02		

三、由于核爆炸冲击波所造成的空气质量的重新分布,破坏了均匀大气这个条件。冲击波使得空气质量主要集中在靠近波阵面的狭窄区域内,而波阵面的后方形成了空气密度很低的球形区域,即空腔。而且空腔随时间在不断增长,过了一段较长时间后,空腔内空气密度才恢复到正常大气,这段恢复时间远比放出大部分 γ 辐射的时间长得多,因此, γ 辐射的传播将受到空腔的影响。当观测点在空腔内, γ 辐射的减弱就要小得多,反之,若观测点在空腔外, γ 辐射要穿过空气密集壳层进入均匀大气,而且不同时间情况也不一样。

为了讨论冲击波的影响,仿照光辐射传播的讨论,引进光学厚度 χ_0 ,定义为

$$\chi_0 = \frac{1}{\lambda_0 \rho_0} \int_0^R \rho(r') dr', \quad (13.5-11)$$

式中 λ_0 为 $\rho = \rho_0$ 的衰减长度, ρ_0 为均匀大气的密度,对于未扰动的均匀大气,质量距离为

$$R_m = \int \rho dr = R\rho_0, \quad (13.5-12)$$

对于扰动后的非均匀大气

$$R_m = \rho_0 \left[R - \int_0^R \left(1 - \frac{\rho(r)}{\rho_0} \right) dr \right]$$

$$= (R - L)\rho_0, \quad (13-5-13)$$

$$L = \int_0^R \left(1 - \frac{\rho(r)}{\rho_0}\right) dr, \quad (13-5-14)$$

称为等效空腔半径。

由力学计算提供的 $\rho(r, t)/\rho_0$ 不难算出不同 R 、不同时刻的空腔半径。标准大气状态下不同当量爆炸空腔半径随时间变化的计算结果见图13-5-3。为了推广使用所得结果，可以利用爆炸相似律来推导出关于 L 的近似相似律。两个当量为 Q_1 、 Q_2 分别在大气状态为 p_1 、 T_1 和 p_2 、 T_2 的空气中爆炸，由爆炸相似律可知，冲击波到达的距离和时间遵循下列相似关系（参见(2-5-13)和(2-5-15)式）

$$\frac{R_2}{R_1} = \left(\frac{Q_2 p_1}{Q_1 p_2}\right)^{1/3}, \quad (13-5-15)$$

$$\frac{t_2}{t_1} = \left(\frac{Q_2 p_1}{Q_1 p_2}\right)^{1/3} \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/2}, \quad (13-5-16)$$

近似假定

$$L \sim R, \quad (13-5-17)$$

则空腔半径的近似相似关系为

$$\frac{L_2(Q_2, t_2)}{L_1(Q_1, t_1)} = \left(\frac{Q_2 p_1}{Q_1 p_2}\right)^{1/3}. \quad (13-5-18)$$

由此关系可以算得不同大气状态下空腔半径随 Q 、 t 的变化。

四、前面讨论的无论点源还是体源的中心都是静止的，由于俘获 γ 的发射时间约为0.3秒，故作为静止的源是不会带来什么误差的。

含有裂变产物的放射性烟云是随时间不断地扩大和上升。若在 t 时刻，源的中心上升高度为 $\Delta H_c(t)$ ，那么观察点到源中心的距离将增加 $\Delta R(t)$ ，该点所测得的剂量率就要比静止源的小，显然，这种影响愈靠近爆心投影点愈大。因此，在裂变产物 γ 辐射剂量率的随距离的衰减项中需要考虑空腔半径和距离随时间的变化，写成显式为

$$P_f(R, t) \sim \frac{e^{-[R + \Delta R(t)] \rho / \lambda_f}}{(R + \Delta R(t))^2}, \quad (13-5-19)$$

对于氮俘获 γ 辐射，只需考虑 $L(t)$ ，则

$$P_N \sim \frac{e^{-[R - L(t)] \rho / \lambda_N}}{R^2}. \quad (13-5-20)$$

显然这里忽略了烟云中放射性分布的中心和几何中心不一定重合带来的误差。可以估

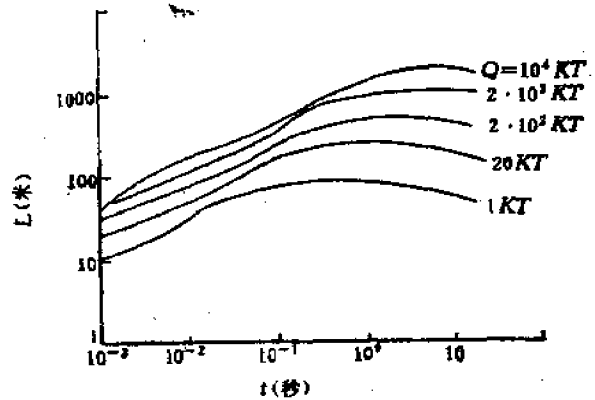


图13-5-3 在标准大气状态下爆炸的等效空腔半径

计, 在爆后15秒钟内, 这种误差比其它方面带来的误差要小得多。

五、最后讨论地面的影响。对 γ 辐射剂量的地面影响主要来自两方面, 即 γ 辐射受地面的直接影响, 以及产生氮俘获 γ 的慢中子以及空腔受到地面的影响。

大地对 γ 辐射的直接影响, 可由地面对 γ 能量的反照率来描述。根据文献[4], 入射光子能量为 E_0 , 入射角为 θ 的能量反照率为

$$A_{\gamma, E} = 3.2 \frac{1}{E_0} \frac{1}{\cos\theta} \frac{\rho_s}{Z^2}, \quad (13.5-21)$$

式中 ρ_s 为土壤的密度, 近似为1.7克/厘米³, Z 为其平均原子序数, 近似为13左右。这里更关心的是裂变产物和氮俘获 γ 辐射积分反照率 $A_{\gamma}(\alpha)$, α 为爆心到测点连线跟地面的夹角, 计算结果见图13.5-4。由图可见, 一般反射不超过20%, 多数为土壤所吸收。

对于核爆炸早期 γ 辐射来说, 地面主要对散射部分影响比较大。如果是地爆, 测点在地面, 从源方向来的散射 γ 辐射约有一半会射入地面, 射入的大部分被吸收。因此可以预料, 距爆心较远处散射 γ 强度近似等于无限均匀大气的一半左右。反之, 若距爆心比较近, 直射部分是主要的, 大地的散射将使 γ 辐射强度增加(10—20)%, 当源距地面高度增加, 其影响减小。

当爆炸高度低于200—300米时, 土壤吸收中子不能忽略, 估计有约一半中子会被吸收而不致产生氮俘获 γ 。当爆高比空气中慢中子云半径大时, 地面影响便可以忽略。

对于地爆, 虽然空腔有由半球变为近球形的过程, 但就对于 γ 辐射的影响而言, 可以近似为半球形, 其半径可由加倍当量计算。细致地研究, 还可以考虑地爆时源的上升较快, 地面扬起的灰尘等影响。但是, 可以估计, 这些影响不会比 γ 辐射迁移本身某些因素带来的误差大。

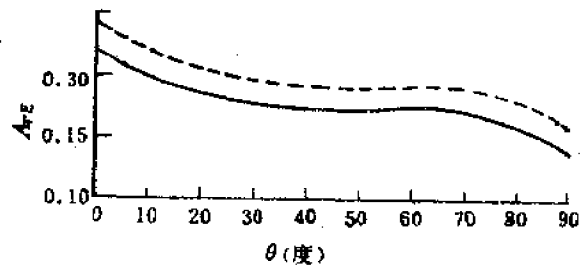


图13.5-4 土壤对核爆炸 γ 辐射的积分反照率
实线——氮俘获 γ 辐射; 虚线——裂变产物 γ 辐射

§ 13.6 早期 γ 辐射剂量率

一、早期 γ 辐射是由许多成份组成的, 它们的源、发射时间、光子的平均能量和发射出的能量都不相同, 另外再考虑到从源到观测点之间传播介质条件的变化, 使得剂量率随时间变化的问题比较复杂。

从点火到 10^{-5} 秒的瞬发 γ 辐射, 它虽然对于早期 γ 累积剂量贡献不大, 但它是激励核电脉冲的基本因素, 而且具有很高的剂量率, 对于核辐照效应却是不可忽视的因素。

Glasston 的新版《核武器效应》一书提供了一个虚拟核爆炸源 γ 能量发射率随时间变化的全过程, 见图13.6-1。先看无传播介质影响的真空中爆炸(虚线), 约 10^{-6} 秒以前主要为伴随裂变过程的裂变 γ 和中子在弹体介质中的非弹性散射 γ , 达到峰值后迅速衰减, 与之相衔接的是, 从约 10^{-5} 秒开始由裂变产物中同质异能素蜕变过程放出的 γ 形成第一个虚线平台, 时间再往后由裂变产物 γ 衔接, 在约 10^{-3} 秒出现第二个平台。第一个平台后的 γ 剂量率

构成了缓发 γ 辐射。

在空气介质中爆炸的条件下，当裂变瞬发 γ 衰减到约 10^{-7} 秒时，中子在弹体和空气中非弹性散射 γ 使得 γ 辐射大为增强，使得第一个实线平台出现在约 10^{-7} 秒，这个平台维持到 10^{-6} 秒而后开始下降。由于同质异能素对 γ 的贡献，使得衰减曲线在 10^{-5} 秒附近出现凸出部。从几个毫秒以后，氮俘获 γ 的贡献成为主要的，出现第二个平台，它比起真空爆炸高两个量级。过了 10^{-1} 秒后，全部 γ 辐射来自裂变产物，真空和空气中爆炸的 γ 发射率便完全相同。

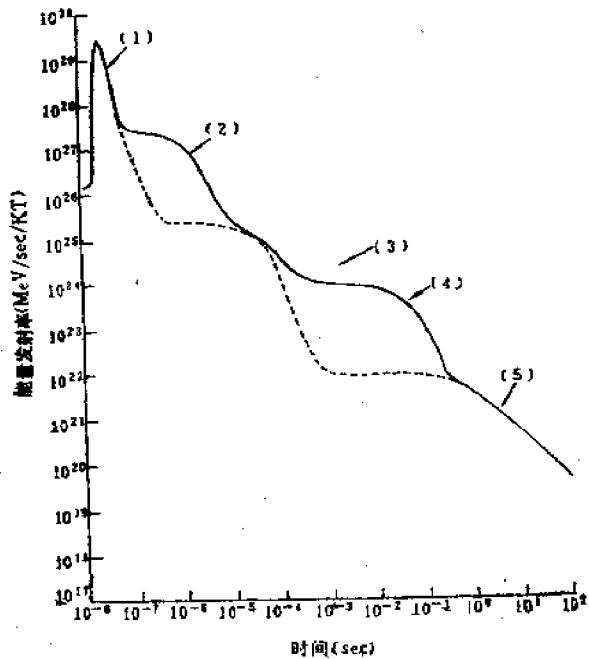


图13.6-1 核爆炸 γ 辐射发射率的时间谱

——空气中爆炸；---真空中爆炸

- 1 —— 裂变瞬发 γ ;
- 2 —— 中子在空气中非弹性散射 γ ;
- 3 —— 同质异能素释放的 γ ;
- 4 —— 氮俘获 γ ;
- 5 —— 裂变产物释放的 γ

注：从数据看，如果为纯裂变源，整个曲线提高一个量级才能与实验结果相符，或者说这个源的裂聚变比为1:9

图13.6-1虽然是理论计算结果，但实测表明它与实际过程是比较一致的。测点的远近，爆炸方式的差异都可能对实测结果带来较大的影响，但其基本特征和图13.6-1是一致的。

瞬发 γ 辐射的时间谱，尤其是1微秒以前的变化细节，反映了核反应过程的信息。虽然图13.6-1不反映这些信息，而且在 10^{-7} 秒后的衰减情况也不尽与实际相符，但是利用该图并不影响对早期 γ 辐射的讨论。

瞬发 γ 辐射剂量率的峰值是有意义的，对于距离不超过几百米，推荐采用下式计算峰值，

$$P_{max}(R) = 10^{14} \frac{Q}{R^2} \exp[-R/(240 + 0.03R)] \text{MeV/厘米}^2 \cdot \text{秒} \quad (13.6-1)$$

式中 Q 以千吨， R 以米为单位。

二、缓发 γ 辐射是早期 γ 剂量的主要来源，它的主要组成之一是氮俘获 γ 辐射，其剂量率可以写成

$$P_N(R, t) = K_N G_N(t) \frac{e^{-(R-L)v/2N}}{R^2} \quad (13.6-2)$$

现在的问题是求得源强 $G_N(t)$ 。每千吨裂变当量有 1.3×10^{23} 次裂变，每次裂变发出净中子数为 $\bar{\nu} = \frac{\sigma_f + \sigma_c}{\sigma_a}$ ，中子穿过弹体时被弹体材料所吸收的份额为 δ ，进入大气的慢中子产生

氮俘获的概率为 $\frac{\sigma_{n,\gamma}}{\sigma_{n,\gamma} + \sigma_{n,p}}$ ，再用 ξ 表示不同爆炸高度空气吸收中子的份额，则

$$G_N(t) = 1.3 \times 10^{23} Q_f \left(\nu - \frac{\sigma_f + \sigma_a}{\sigma_f} \right) (1 - \delta) \frac{\sigma_{Nf}}{\sigma_{n,\gamma} + \sigma_{n,p}} \xi g_N^{(t)} \text{ MeV/秒}, \quad (13.6-3)$$

式中 ν 可取下列近似值

$$\nu = \begin{cases} 2.5, & ^{235}\text{U} \text{ 裂变}; \\ 3.0, & ^{239}\text{Pu} \text{ 裂变}; \\ 3.6, & ^{233}\text{U} \text{ 裂变}; \end{cases} \quad (13.6-4)$$

$$\frac{\sigma_f + \sigma_a}{\sigma_f} \approx \begin{cases} 1.15, & \text{对 } ^{235}\text{U}; \\ 1.0, & \text{对 } ^{239}\text{Pu}; \\ 1.3, & \text{对 } ^{233}\text{U}; \end{cases} \quad (13.6-5)$$

考虑到地面的影响

$$\xi \approx \begin{cases} 1, & \text{爆高大于 (200—300) 米}; \\ 0.5, & \text{爆高小于 (200—300) 米}; \end{cases} \quad (13.6-6)$$

$^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ 的截面 $\sigma_{n,\gamma} \approx 0.082$ 靶， $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ 截面 $\sigma_{n,p} = 1.75$ 靶， Q_f 为裂变当量， $g_N(t)$ 为每次 (n, γ) 反应的 γ 辐射发射率。

要求得 $g_N(t)$ 的表达式，就需要研究中子在冲击波造成的非均匀大气中的迁移。在冲击波未扰动大气以前，可以认为中子是在均匀大气中迁移。在空腔形成后，起先中子在低密度空气中迁移，穿过冲击波阵面后又在均匀大气中迁移。

中子的寿期为

$$\tau = \frac{1}{Nv(\sigma_{n,\gamma} + \sigma_{n,p})},$$

式中 N 为氮核的数密度， v 是中子速度，对于未扰动大气我们取空气密度为 1 毫克/厘米³，则 τ 为 76.6 毫秒。

在冲击波阵面的压缩空气中，中子寿期明显减小，如果空气压缩比取 11，则寿期为 6.96 毫秒。因此氮俘获中子有两部分组成，一部分为未扰动大气所俘获，如果未扰动大气的密度为 ρ ，则其寿期 $\tau = 7.66 \times 10^{-2} / \rho$ 秒，另一部分是在冲击波阵面内被俘获，它的寿期 $\tau' = 6.96 \times 10^{-3}$ 秒。

在冲击波阵面内空气压缩比为 11 的情况下，波阵面厚度约为 2—3 米， $R_n \approx 20—30$ 米·毫克/厘米³，而慢中子的衰减长度约为 (230—250) 米，所以阵面空气吸收中子的份额 $e^{-R_n/\lambda} \approx 0.1$ 。可见 90% 的中子是在均匀大气中被吸收的。

考虑氮俘获 γ 为短寿期的辐射，它的强度随时间按指数规律衰减，因此氮俘获 γ 辐射的发射率写为

$$g_N(t) = \frac{0.9}{\tau} e^{-t/\tau} + \frac{0.1}{\tau'} e^{-t/\tau'}, \quad (13.6-7)$$

综合以上结果得

$$P_N(R, t) = 2.8 \times 10^5 Q_f b_N \xi \left(\frac{0.9}{\tau} e^{-t/\tau} + \frac{0.1}{\tau'} e^{-t/\tau'} \right) \times \frac{e^{-[R-L(t,0)]\rho/\lambda_N}}{R^2} \text{ 伦/秒} \quad (13.6-8)$$

$$b_N = \begin{cases} 1, & \text{对于 } ^{235}\text{U} \\ 1.5, & \text{对于 } ^{239}\text{Pu} \\ 1.6, & \text{对于 } ^{238}\text{U} \end{cases} \quad (13.6-9)$$

三、在氦俘获 γ 剂量率的讨论中，忽略了由于源的上升所带来的影响，对于裂变产物 γ 就不能忽视这个影响，因此裂变产物 γ 的剂量率应写成

$$P_f(R, t) = K_f G_f(t) \frac{e^{-[R+\Delta R(t)-L(t,0)]\rho/\lambda_f}}{[R^2 + \Delta R(t)]^2} \text{ 伦/秒} \quad (13.6-10)$$

$$G_f(t) = 1.3 \times 10^{23} Q_f b_f u_f(t) \text{ MeV/秒} \quad (13.6-11)$$

式中 K_f 、 λ_f 已见表13.5-1，对于 ^{235}U 、 ^{239}Pu ， b_f 取1，对于 ^{238}U ， b_f 取1.6， $u_f(t)$ 已在第十一章中讨论过。若爆高为 h ，则

$$(R + \Delta R(t))^2 = R^2 - h^2 + (h + \Delta H_c(t))^2, \quad (13.6-12)$$

$\Delta H_c(t)$ 为时刻 t 火球上升的高度，参见(8.2-1)式。

由 $P_f(t)$ 的表达式可以明显看出，有三个竞争因子 $u_f(t)$ 、 $\Delta R(t)$ 和 $L(t)$ 在起作用。前二者都是使剂量率单调地随时间衰减，而空腔因子开始时是使剂量率增长，而后又使剂量率减小，最后变为1。这几个影响的结果使得剂量率在某一个时刻出现极大值，如图13.6-2中曲线1所示，极大值出现的时间与当量和距离有关。

一般说来，在距离较近时，冲击波强，裂变产物 γ 剂量率的峰值出现的时间要比远距离早些，这个时刻约为冲击波到达测点的时间，在距离较远时， γ 剂量率峰值出现的时间可能在冲击波到达之前，而且当量愈大，峰值出现的时间愈晚。

早期 γ 辐射的总剂量率应为 $P_N(R, t)$ 和 $P_f(R, t)$ 之和。中子在空气中的非弹性散射 γ 和裂变 γ ，尽管剂量率很高，但时间很短，对剂量的贡献不大，未予考虑。换句话说，给出的剂量率公式只是缓发 γ 部分，写出表达式：

$$P(R, t) = 2.8 \times 10^5 Q_f b_N \xi \left(\frac{0.9}{\tau} e^{-t/\tau} + \frac{0.1}{\tau'} e^{-t/\tau'} \right) \times \frac{e^{-[R-L(t,0)]\rho/\lambda_N}}{R^2} + 1.23 \times 10^{23} K_f Q_f b_f u_f(t) \frac{e^{-[R^2 - (h^2 + \Delta H_c(t))^2]^{1/2} - L(t,0)]\rho/\lambda_f}}{R^2 - h^2 + [h + \Delta H_c(t)]^2} \quad (13.6-13)$$

根据上式算得百万吨级当量空爆在近2000米处的 γ 剂量率见图13.6-2。和图13.6-1比较，图形结构是相同的，其差异是 10^{-4} 秒以前由于未考虑瞬发 γ 的组成部分—中子非弹性散射 γ 和同质异能素衰变释放的 γ ，因而曲线上升得比较慢，可能出现的情况如图中点划线所示。

四、要测得 γ 辐射的时间全谱，在时间上要从 10^{-7} 到 10^1 秒，跨8个量级，在剂量率上要从 10^9 到 10^{-2} 伦/秒，跨10个量级，因此必须用多种探测器和记录系统来完成，而后再把各

个时间区段的结果相衔接，才能给出全谱。从实测的全谱看，在 $t > 10^{-2}$ 秒后，图13-6-2较好地反映了实际变化；在 10^{-3} 秒以前，图13-6-1的结构和实测也符合得很好，差异是瞬发 γ 的峰值出现时间推迟。因此，作为 γ 源的时间谱，采用图13-6-1是可行的。

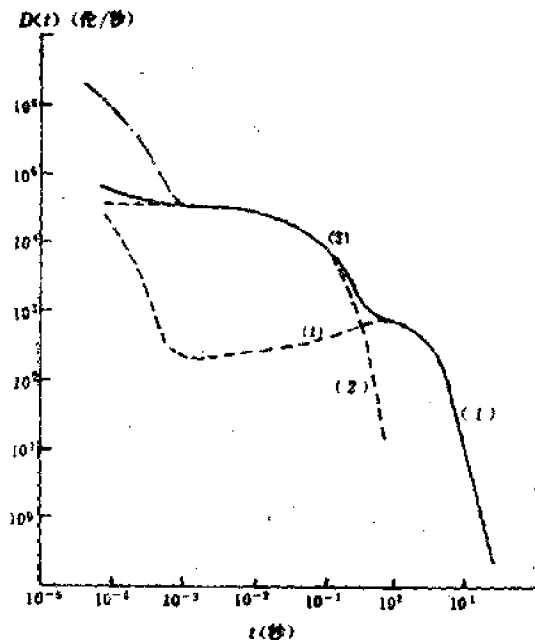


图13-6-2 百万吨级当量空爆距离2000米处 γ 剂量率

曲线1——裂变碎片 γ 辐射剂量率；曲线2——氮俘获 γ 辐射剂量率；曲线3——总的 γ 辐射剂量率；-----可能出现的结果。

§ 13.7 早期 γ 辐射剂量及其积累过程

一、由前节导出的 γ 辐射剂量率公式，不难求得不同时刻的积累剂量，即

$$D(t) = \int_0^t P(t) dt \quad (13-7-1)$$

由实测结果求得的剂量积累过程见表13-7-1。

表13-7-1 $D(t)/D(\infty)$ 随时间变化

t (秒)	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	10^0	10^1
$D(t)/D(\infty)$	0.07	0.17	0.27	0.31	0.48	0.7	1

由理论计算可以看出剂量积累的特点如下：氮俘获 γ 剂量的累积过程受空腔的影响较大，其累积过程约0.3秒。裂变产物 γ 因受空腔和源上升的影响，当量大时，空腔增长时间长，源上升快，总的结果使得累积时间长达十几秒。由于距离愈远， γ 剂量中氮俘获 γ 所占的份额愈多，因而剂量的累积也就愈快。从累积的过程看，我们开始就选定爆后15秒为早期 γ 辐射的时限是合理的。

二、早期 γ 辐射累积剂量的公式为

$$D = \int_0^t P(t) dt \quad (13-7-2)$$

將 (13·6-2) 式代入后, 写成

$$D = 1.23 \times 10^{23} K_1 Q_1 b_1 \frac{e^{-ER - L_1(\xi Q)^{1/2} \rho / \lambda_1}}{R^2} + \frac{2.8 \times 10^{23} Q_2 b_2 \xi e^{-(ER - L_2(\xi Q)^{1/2} \rho / \lambda_2)}}{R^2} \text{ 伦,} \quad (13\cdot7-3)$$

式中 L_1 和 L_2 分别为裂变产物和氮俘获 γ 的平均空腔半径, 它们定义为

$$e^{L_1 \rho / \lambda_1} = \int_0^\infty g_N(t) e^{L_1(t) \rho / \lambda_1} dt / \int_0^\infty g_N(t) dt \quad (13\cdot7-4)$$

$$e^{L_2 \rho / \lambda_2} = \int_0^\infty u_\gamma(t) e^{L_2(t) \rho / \lambda_2} dt / \int_0^\infty u_\gamma(t) dt, \quad (13\cdot7-5)$$

式中 ρ 应取爆高到地面的平均空气密度。在标准大气状态下, 平均空腔半径随当量的变化值见图 13·7-1。

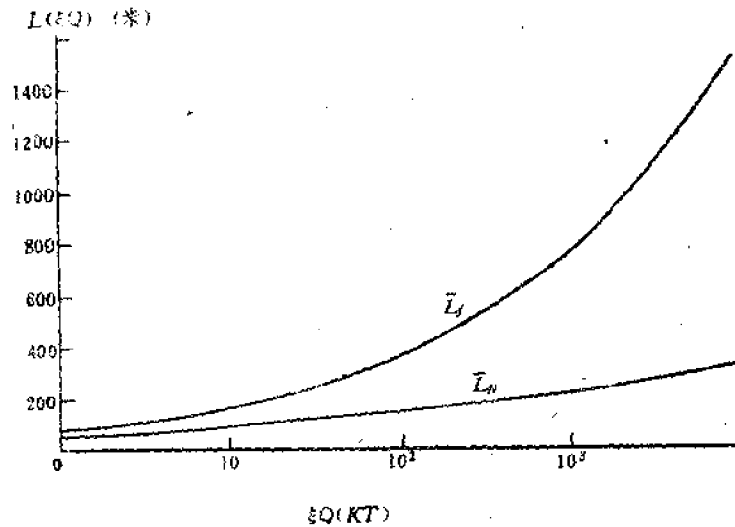


图 13·7-1 在标准大气状态下爆炸的平均等效空腔半径
空爆 $\xi=1$ 地爆 $\xi=2$

尽管剂量公式中各个参量已经给定, 但是一次实际爆炸中总当量 Q 虽是已知的, 而其中裂变当量 Q_1 所占的份额, 与核材料有关的 b_1 、 b_2 不易知道, 这个公式就难以实用, 这里根据可能的情况, 在计算多组数据的基础上拟合成下列分段公式

$$D(R) = 2.68 K(Q) \frac{e^{-R \rho / 845}}{R^2} \text{ 伦, 当 } R \rho \leq 2000 \text{ 米} \cdot \text{毫克/厘米}^2, \quad (13\cdot7-6)$$

$$D(R) = K(Q) \frac{e^{-R \rho / 415}}{R^2} \text{ 伦, 当 } R \rho > 2000 \text{ 米} \cdot \text{毫克/厘米}^2, \quad (13\cdot7-7)$$

式中当量因子 $K(Q)$, 见图 13·7-2。由于空爆、地爆的剂量率公式中 ξ 略有差异, 因而 $K(Q)$ 也稍有不同。

利用 (13·7-6) 和 (13·7-7) 式算出两种不同当量空爆的 γ 剂量空间分布图 13·7-3 和 13·7-4。图中还给出了根据美国文献⁽²⁾和苏联文献⁽¹⁾的计算结果, 其中是有差异的, 对于万吨以下小当量, 估计 (13·7-6) 式的误差可能在 1 倍左右。

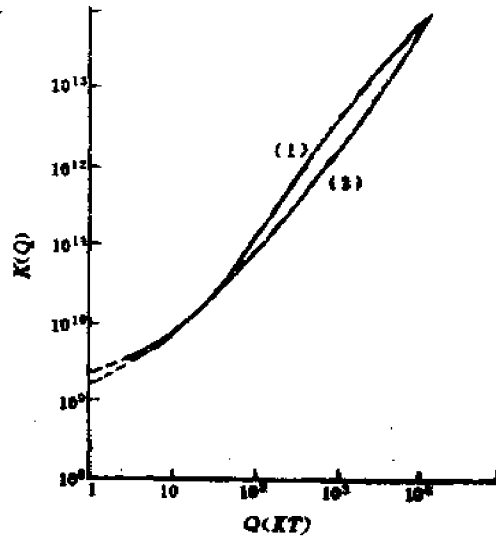


图13·7-2 $K(Q)$ 随 Q 的变化
1——空爆; 2——地爆

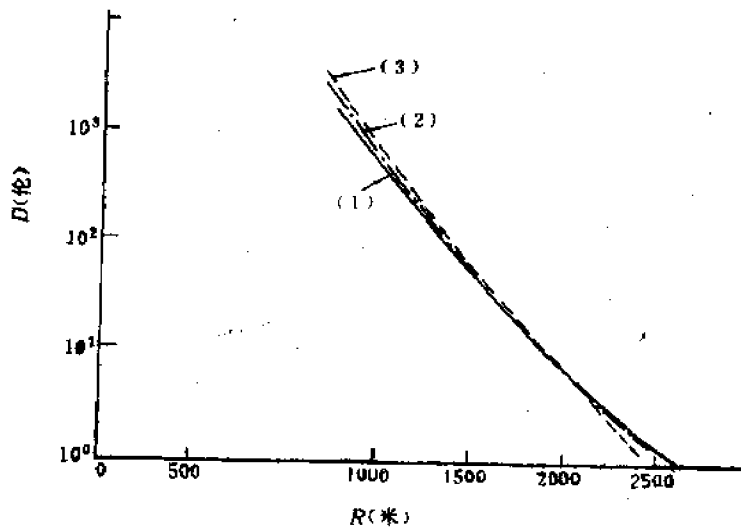


图13·7-3 $Q = 6$ 千吨空爆 γ 剂量的空间分布
(1) ——本书结果; (2) ——根据苏联文献算得的结果; (3) ——根据美国文献算得的结果

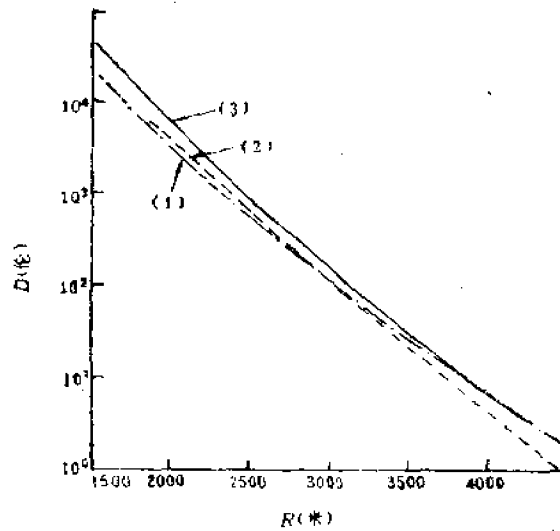


图13-7-4 百万吨级空爆 γ 剂量的空间分布

(1) ——本书结果; (2) ——根据美国文献算得的结果; (3) ——根据苏联文献算得的结果

§ 13.8 早期 γ 辐射的能谱和角分布

一、 γ 辐射剂量能谱的测量比中子能谱的测量还要困难, 因此我们尚未收集到有关的实测结果。正因为没有实测检验, 理论计算结果只能作为分析问题时的参考。

用 M-C 方法可以算得均匀大气中裂变产物和氮俘获 γ 剂量的能谱。其结果表明, 氮俘获 γ 剂量能谱随距离变化不大, 只要质量距离大于 (300—400) 米·毫克/厘米³, 就可以认为出现了平衡谱; 裂变产物 γ 剂量能谱随距离有较大的变化, 总的趋势是距离愈远, 能谱愈硬, 这是因为裂变产物 γ 的低能部分多, 在传播过程中为大气所吸收, 只有少部分能量较高的 γ 才能传到较远的距离。总 γ 剂量能谱应由上述两个部分组成, 但和 γ 剂量不同, 不是简单的取和, 需要考虑不同距离各部分在总剂量中所占的份额, 即,

$$D(E, R) = xD_f(E, R) + (1-x)D_N(E, R) \quad (13-8-1)$$

式中 x 为裂变产物 γ 在总剂量中所占的份额, 其数值可由 (13-7-3) 式算得。

根据 (13-8-1) 式算得的万吨级和百万吨级当量空爆的 γ 剂量能谱及其随距离的变化见图 13-8-1 和 13-8-2。由这组理论结果可见, 其共同特点是随着距离增加谱形变硬, 这是因为距离愈远氮俘获 γ 在剂量中所占的份额愈多所致。

二、前面曾经指出过单能 γ 辐射在均匀大气中角分布的特征, 文献 [4] 引用了 M-C 方法计算的有关结果见图 13-8-3, 图中列出了氮俘获 γ 、裂变产物 γ 和总 γ 辐射剂量的角分布。

类似于中子通量角分布的讨论, 我们感兴趣的均匀大气中氮俘获 γ 和裂变产物 γ 剂量的角分布函数, 可以分别拟合成

$$\delta_N(\theta) = 0.008 + 2.11e^{-\theta/16.4^\circ}, \quad (13.8-2)$$

$$\delta_f(\theta) = 0.0092 + 3.22e^{-\theta/12.6^\circ}. \quad (13.8-3)$$

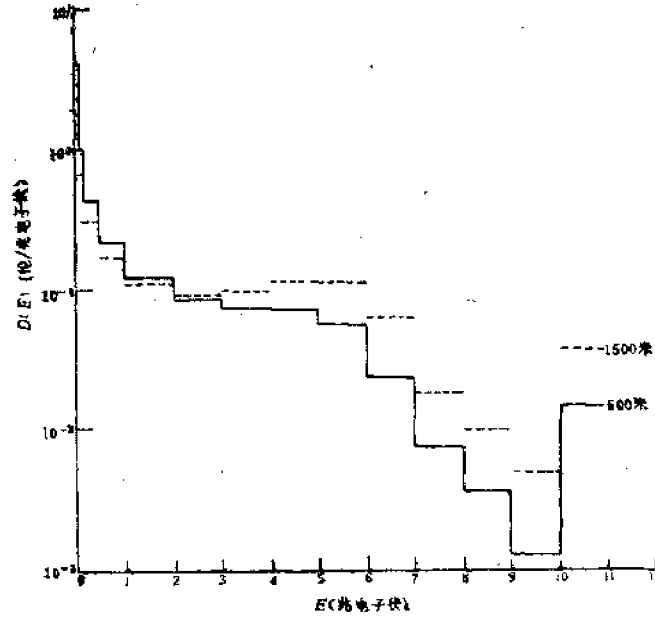


图13·8-1 万吨级当量空爆 γ 剂量能谱

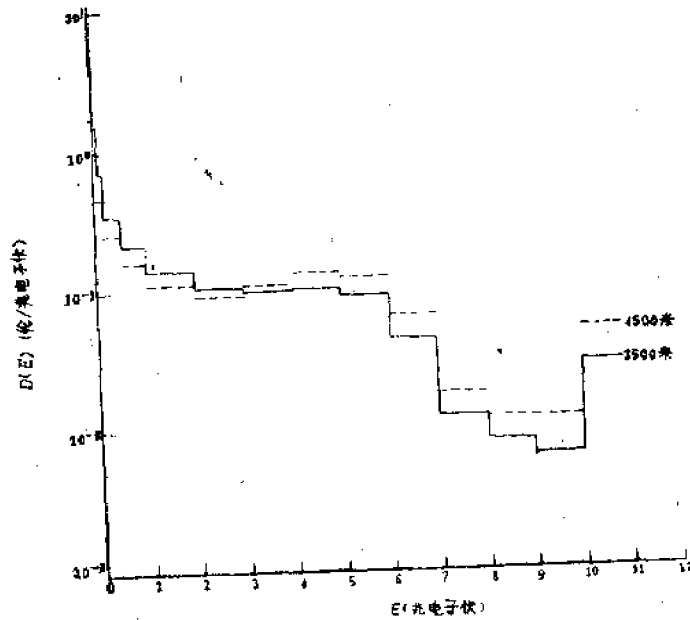


图13·8-2 百万吨级当量空爆 γ 剂量能谱

若地面与爆心到测点的夹角为 α ，与 α 角有关的分布函数为

$$F_N(\alpha, \theta) = K_N(\alpha)\delta_N(\theta), \quad (13.8-4)$$

$$F_f(\alpha, \theta) = K_f(\alpha) \delta_f(\theta), \quad (13.8-5)$$

将上式对上半空间求积，应满足

$$\int F_{N, f}(\alpha, \theta) d\Omega = \frac{1}{2} \quad (13.8-6)$$

和 (12.5-8) 式一样，有

$$K_{N, f}(\alpha) \pi \int_0^\alpha \delta_{N, f}(\theta) d\theta + \int_0^{\pi-\alpha} \sin \left[\pi - \cos^{-1} \left(\frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) \right] \delta_{N, f}(\theta) d\theta = 1, \quad (13.8-7)$$

由此可求得 $K_{N, f}(\alpha)$ ，式中脚标 N, f 分别代表氮俘获 γ 和裂变产物 γ 的有关系数。

角分布系数 $K_{N, f}(\alpha)$ 有赖于大地对 γ 的反照率，在假定大地为黑体的条件下，由 (13.8-7) 式计算的结果见图 13.8-4。当考虑大地具有一定反照率时，其结果略有差异。

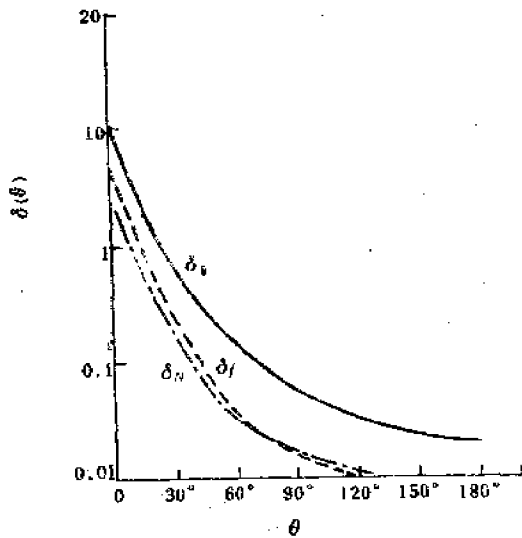


图13.8-3 早期 γ 辐射剂量角分布($R=1293$ 米)

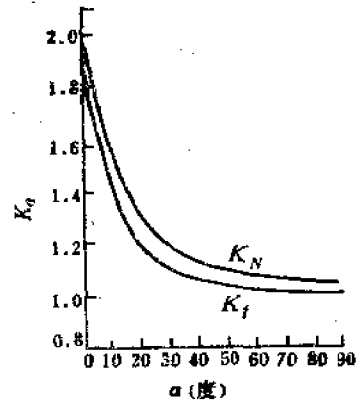


图13.8-4 $K_{N, f}(\alpha)$

与实测结果比较表明，当 $\theta < 120^\circ$ ，理论与实测是符合得比较好的，当 $\theta > 120^\circ$ ，理论结果略偏高。

三、在讨论中子时，没有讨论其能谱与角分布的关联，这意思是认为能谱与散射角 θ 无关。但是，对于 γ 辐射，剂量能谱是随角度有明显的变化。一般说来， θ 愈大，能谱愈软，表 13.8-1 和表 13.8-2 给出了裂变产物 γ 和氮俘获 γ 的能谱——角分布的理论计算结果^[4]，每一列数据是某个角度间不同能量的剂量所占的百分比。由表列结果可见： θ 在 $0-10^\circ$ 之间，裂变产物 γ 剂量的能量在 $(3-4)$ MeV 的占 37.45%，氮俘获 γ 剂量的能量在 $(4-6)$ MeV 占 68.6%，随 θ 增大，占最大比例的能量都逐渐降低，但前者的谱比后者的软，在 $\theta > 90^\circ$ 以后，二者的谱形都无大的变化。

表13-8-1 裂变产物Y的放射测量的能量分布(在给定角度间隔内测量的百分比)

$\Delta\theta$ (度)	能量间隔 ΔE_{γ} (MeV)										
	0.1—0.2	0.2—0.3	0.3—0.5	0.5—0.75	0.75—1.0	1—1.5	1.5—2	2—3	3—4	4—6	
0—10	0.76	0.53	0.23	0.67	2.23	4.7	12.50	12.93	37.45	28.0	
10—20	0.97	0.69	1.63	2.85	3.92	8.56	16.52	40.25	17.3	7.42	
20—30	1.41	1.19	4.66	4.28	6.24	28.84	21.0	28.65	3.83		
30—40	3.25	2.24	13.43	15.66	11.11	38.65	13.93	1.73			
40—50	12.45	8.11	9.78	13.5	18.6	36.0	0.65				
50—60	9.55	9.33	14.31	22.91	36.27	7.63					
60—70	17.52	14.0	17.03	47.67	1.53	2.25					
70—80	23.80	38.89	21.62	15.69							
80—90	45.65	18.87	31.69	3.28							
90—100	59.75	5.15	35.1								
100—110	43.36	14.67	42.97								
110—120	51.13	23.83	25.04								
120—130	45.14	34.54	20.22								
130—140	48.9	40.78	10.32								
140—150	56.86	37.49	5.65								
150—160	50.87	43.5	5.63								
160—170	46.06	52.84	1.1								
170—180	55.3	44.7									

表13·8-2 氡俘获Y射线剂量的能谱分布(在给定角度间隔内剂量的百分数)

$\Delta\theta$ (度)	能量间隔 ΔE_{γ} (MeV)											
	0.1—0.2	0.2—0.3	0.3—0.5	0.5—0.75	0.75—1.0	1—1.5	1.5—2	2—3	3—4	4—6	6—8	8—10
0—10	0.05	—	0.03	0.16	0.29	0.31	0.98	4.27	13.55	68.6	3.13	8.66
10—20	0.33	0.25	0.37	0.79	1.58	3.05	6.83	27.33	26.96	22.46	8.36	2.69
20—30	0.94	0.82	0.89	1.72	2.34	17.61	22.75	39.31	13.62			
30—40	4.25	5.55	2.88	6.63	12.95	33.29	25.93	8.49				
40—50	6.34	5.95	6.23	9.18	17.63	46.73	7.63					
50—60	7.38	4.94	6.94	11.06	46.47	23.21						
60—70	11.08	6.60	11.33	38.42	9.34	22.73						
70—80	14.06	9.68	27.74	48.52								
80—90	30.79	30.99	16.56	21.64								
90—100	38.20	4.15	62.65									
100—110	29.87	31.19	38.94									
110—120	45.05	15.55	39.4									
120—130	58.20	31.73	10.07									
130—140	39.64	38.39	31.97									
140—150	47.60	51.54	0.88									
150—160	43.76	55.07	1.18									
160—170	44.18	55.36	0.46									
170—180	62.18	37.82										

§ 13.9 剩余核辐射

核爆炸(10—15)秒后的剩余核辐射有三个来源:裂变产物,中子活化元素和未烧尽的核燃料。这些放射性同位素在衰变过程中释放出 α 、 β 粒子和 γ 辐射。土壤的感生放射性,我们已在十二章讨论过,这里侧重讨论裂变产物沉降到地面所造成的放射性沾染的 γ 辐射场。

一、爆炸时整个弹体被汽化,如果爆炸高度较低,被卷入的一部分土壤也被汽化或液化,同时有大量的土壤微粒卷入烟云。在烟云冷却上升过程中,汽化、液化的物质凝结成不同粒度分布的放射性微粒,这些粒子大多数呈球形或哑铃形。地爆情况下,一部分放射性微粒粘附在较大的土粒上。烟云中的放射性微粒随粒子等效半径的分布,即粒度分布可近似用对数正态分布来描述:

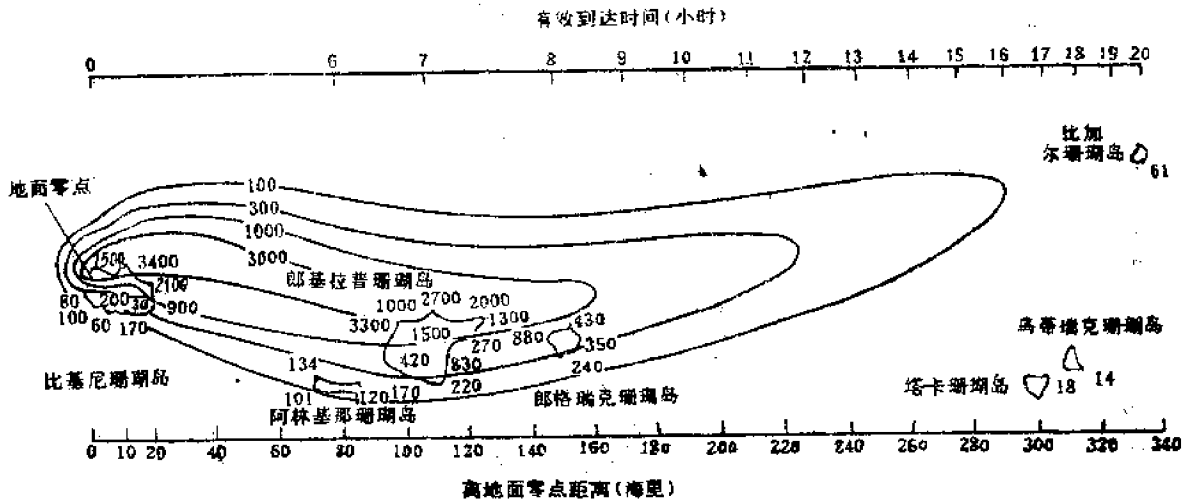


图13.9-1 美国一次大当量地爆的放射性沾染分布
(图中“海里”应为“英里”)

$$\frac{dN}{d \ln r} = A e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r - \mu}{\sigma} \right)^2}, \quad (13.9-1)$$

式中 N 为烟云中粒子数, A 为常数, μ 为粒子半径对数的平均值, σ 为均方偏差,

$$\mu = \overline{\ln r}, \quad \sigma^2 = \overline{\mu^2 - (\ln r)^2}. \quad (13.9-2)$$

即不同爆炸方式所带来的差异是 μ 和 σ 不同。一般说来,对于空爆,多数粒子直径分布在几到近百微米之间;对于地爆,则分布在几十到几百微米之间,大的粒子直径可达数毫米,后者多数分布在尘柱中。每个粒子的放射性近似与粒子直径的2-3次方成正比,即与粒子的体积、面积或二者之间成比例,因此放射性按粒度分布同样可用对数正态分布来描述。考虑到放射性在烟云中不是均匀分布的,所以表征分布特征的常数 μ 、 σ 都应该是烟云高度的函数。虽然烟云的放射性分布仅决定于 μ 、 σ 两个特征参数,但由于测量上的困难,还给出不出它们

的一般结果。

作为单个微粒的沉降，可以看成空气中微粒在重力作用下的沉降运动。沉降规律可由斯托克斯定律描述，再考虑到在高空风作用下的自由飘移，那么半径为 r 的微粒从高度 H 沉降到地面的水平位移为

$$\bar{L}(r, H) = \bar{V}(H)T(r, H), \quad (13.9-3)$$

式中 $\bar{V}(H)$ 为从地面到高度 H 的合成风速， $T(r, H)$ 为沉降到地面所需的时间。原则上，根据已知的高空风随高度的分布和放射性的粒度分布，可以预报下风方向区域的放射性污染，实际情况远要复杂得多。下面用实际例子来说明。

放射性污染区可以分成爆炸区域、烟云径迹地域(简称云迹区)污染和全球放射性沉降，这里不讨论后者。对于触地爆，大约有80%的放射性沉降到地面，造成相当大范围的污染。污染区域一般用爆后一小时或若干小时的剂量率等值线，或用若干小时的累积剂量的等值线来标志其污染程度。图 13·9-1 和 13·9-2 给出了两次不同当量地爆的放射性分布^[8]。

1954年3月1日，美国在比基尼珊瑚岛上进行了代号为Bravo、当量约为15百万吨的触地爆炸，造成了约7000平方英里的大面积污染，污染区的分布见图 13·9-1，图中曲线为96小时累积剂量(以拉德为单位)等值线。虽然这个分布带有一定的任意性，但可以看成从地面到烟云顶部的风向变化不大所造成的比较理想的分布图。它大体类似椭圆，长轴约300英里，短轴约为60英里，二者之比约为5，这个比值与合成风速的大小有关。

1957年5月28日，美国在内华达进行了一次当量为12千吨在500英尺塔上爆炸，代号为Boltzman，所造成的放射性污染区如图 13·9-2 所示，图中曲线为爆后12小时剂量率的等值线。这个分布图很不规则，它反映了不同高度上的风向有较大变化所导致的后果。

应该指出，由于高空风的高度分布随距离变化，大气运动的复杂性以及其它气象条件的影响，放射性污染分布总是比较复杂的，但做大体的预报还是可能的，关于预报的方法请参见专门文献。

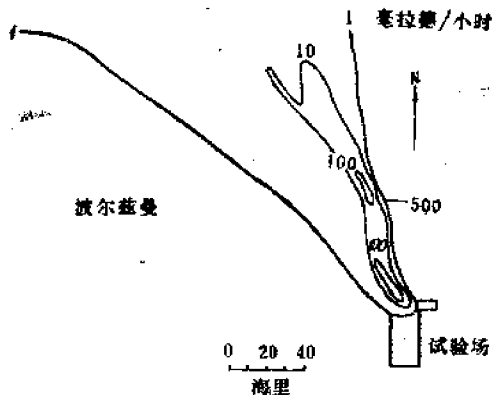


图13·9-2 美国一次塔爆的放射性污染分布

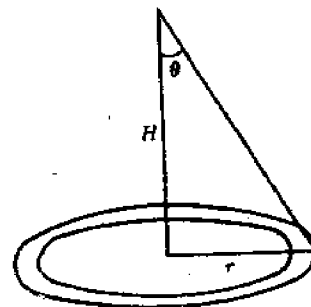


图13·9-3 污染区上方Y剂量率计算中坐标约定

二、沾染地域的放射性分布是比较复杂的，即便就一个局部地区来说，由于地面风、地形、地貌等的影响，也不可能是均匀分布的。为了便于理论上进行研究，只有假定在所研究的几十米范围的地区内，放射性是均匀覆盖在地面，那么问题就可以简化为研究这种地面上方的 γ 辐射场。换句话说，问题归结为求解一个已知无限平面 γ 源的辐射场。

一个单能 γ 源强为 $u(t)$ 的各向同性点源，在距离 R 处产生的剂量率为

$$P_r(R, t) = 1.48 \times 10^{-5} \frac{\mu_0 u(t)}{4\pi R^2} B'_D(R) e^{-\mu R} \quad (13.9-4)$$

若点源仅分布在表面，其密度为 C ，则面源 $d\sigma$ 在 R 处的剂量率为

$$dP = P_r C d\sigma = 1.48 \times 10^{-5} \frac{C \mu_0 u(t)}{4\pi R^2} B'_D(R) e^{-\mu R} d\sigma \quad (13.9-5)$$

由如图 13.9-3 所示的几何关系，在半径为 a 的圆平面上方 H 高度上的剂量率为

$$P(H, a) = 1.48 \times 10^{-5} C \mu_0 u(t) \int_0^a \frac{B'_D(R) e^{-\mu R}}{4\pi R^2} 2\pi r dr \quad (13.9-6)$$

式中

$$R^2 = H^2 + r^2 \quad ,$$

因此

$$P(H, a) = \frac{1.48 \times 10^{-5}}{2} C \mu_0 u(t) \int_H^{(H^2+a^2)^{1/2}} \frac{B'_D(R) e^{-\mu R}}{R} dR \quad (13.9-7)$$

要求得积分必须知道积累因子 B'_D 随 R 的变化。前面虽然给出了无限均匀大气的积累因子，但在地面存在的条件下，需要做非均匀性的修正。通常我们选用高一米处剂量率作为地面放射性沾染程度的度量。在这个高度上，修正后的积累因子可以写成^[4]

$$B'_D(R) = \frac{1}{2} \left[1 + B_D(R) \right] \quad , \quad (13.9-8)$$

式中 $B_D(R)$ 即为(13.4-12)式。

对于无限平面即 $a \rightarrow \infty$ ，(13.9-7)式积分后得

$$P(H) = \frac{1.48 \times 10^{-5}}{2} C \mu_0 u \left[E_1(\mu H) + \frac{e^{-\mu H}}{7E_1^2 \cdot 4} \times (1 + 7E_1^2 \cdot 4 + \mu H) \right] \quad , \quad (13.9-9)$$

式中 $E_1(\mu H)$ 为积分指数函数。

由(13.9-7)式和(13.9-8)式可以求得不同半径 a 的面积内不同单能 γ 辐射源对不同高度上的 γ 剂量率的贡献。若令 $a \rightarrow \infty$ 的无限平面在不同高度上的 γ 剂量率为1，则贡献为50%，70%，90%的数据见表13.9-1。由表可见，对有意义的数米高度上的 γ 剂量作主要贡献的有效作用半径为(100—150)米，而且与 γ 源的初始能量关系不大。

放射性粒子刚落到地面不久基本上是散布在地表面，过了一段时间后，由于种种原因，粒子将渗入土内造成约(4—5)厘米厚的沾染层。因此严格说来，爆后较长时间的剂量率计算应考虑体源(参见§12.8)，考虑到体源后，表13.9-1的数据就需要修正，对一米高处剂量

表13-9-1 对高H处的剂量贡献为50%，70%，90%的有效作用半径(米)

H (米)	$E_{\gamma}=0.41\text{MeV}$			$E_{\gamma}=1.25\text{MeV}$			$E_{\gamma}=2.8\text{MeV}$		
	50%	70%	90%	50%	70%	90%	50%	70%	90%
1	6	40	122	6	42	130	7	50	140
10	8	86	170	38	92	180	45	115	200
50	12	60	258	98	173	280	112	205	300

贡献为90%的有效作用半径仅为(15—20米,)即使对于25米高处的剂量贡献的作用半径,也只有100米。

三、地面放射性污染所形成的 γ 辐射场随时间的衰减决定于裂变产物的放射性衰变规律,不同时刻释放 γ 的能量以及 γ 辐射与空气土壤和其它物体的相互作用。

虽然裂变产物的 γ 源强 $u(t)$ 随时间衰减规律是清楚的(见§12-4),但它不能确切反映放射性污染的衰减规律。通常我们取爆后一小时的剂量率 P_1 作为标准,它与不同时刻的剂量率 $P(t)$ 的比值可以近似表示为

$$\frac{P(t)}{P_1} = t^{-n}, \quad (13-9-10)$$

式中 t 以小时为单位, n 是放射性衰减指数和其它影响因素综合后的指数,它与不同的污染地带和爆后时间有关,一般可取1.12—1.40。一般随距爆心远近略有变化,概略情况是 R 小于180公里时, $n=1.30-1.40$, R 大于180公里时, $n=1.12-1.40$ 。

四、A.T.Nelms等人^[6]给出了爆后1.12小时、23.8小时、4.57天和9.82天的开阔地面污染的 γ 辐射能谱,如图13.9-4所示。它是用每平方厘米地面一个 ^{235}U 核的裂变产物的强度作为单位,这个谱反映了裂变产物剩余 γ 辐射的一个重要特点:随着时间增长,谱形逐渐变硬。

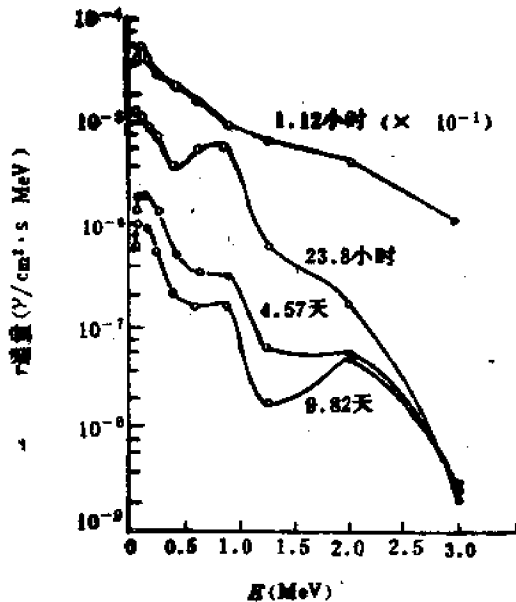


图13-9-4 开阔地面放射性污染 γ 辐射能谱
(1.12小时这条曲线的 γ 通量应降低一个量级)

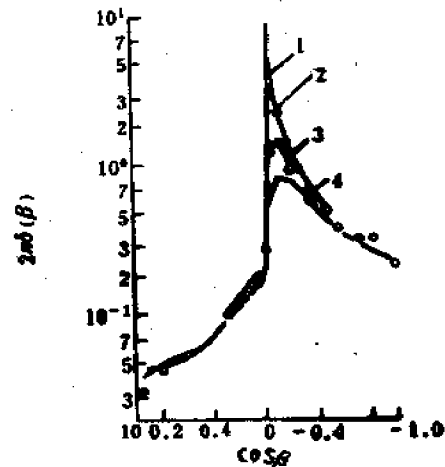


图13-9-5 高污染表面不同高度的剂量率角分布

- 1 —— 无限理想平面, 高1米(理论值);
- 2 —— 无限未开垦地区, 高3米;
- 3 —— 无限干涸湖底, 高6米; 4 —— 无限于草原, 高12米

图 13·9-5^[4] 给出了爆后 1.12 小时不同地面和高度上 γ 剂量率角分布的实测结果, 其中曲线 1 是理想平面源上方 1 米处的角分布, 对于理想平面源, 角分布函数可表为

$$\delta(\beta) = \begin{cases} 0.0122 + 0.0484e^{-0.000115\beta}, & 0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ \\ 0.04 + 1.3e^{-1.00003\beta}, & 90^\circ \leq \beta \leq 180^\circ \end{cases} \quad (13\cdot9-11)$$

式中 β 为探测器与地面法线的夹角。该函数对高 1 米的剂量归一, 即

$$2\pi \int_0^\pi \delta(\beta) d\beta = D_\gamma(H)/D_\gamma(H=1) \quad (13\cdot9-12)$$

图 13·9-5 表明, 当 β 从 0° 到 90° , γ 剂量主要来自测点上方一半空间的散射, 剂量随 β 增加缓慢上升; 当 β 略大于 90° , 散射和从地面来的直射部分叠加, 因而剂量在 90° 附近出现跃变; 当 β 从 90° 到 180° , 剂量来自散射和部分来自地面的直射, 故缓慢从峰值下降。随着测点高度增加, 剂量峰值逐渐降低, 这是空气的衰减作用所致。

实测结果表明, 在爆后一小时到十天之内, 裂变产物 γ 剂量率的角分布与其能谱有关。R.L.French^[7] 利用图 13·9-4 所示的源作为无限平面 γ 源, 用 M-C 方法计算了在离地面高度一米处不同时刻的能谱——角分布, 详细数据请参阅原文献。这里仅给出几个典型结果, 如表 13·9-2 所示。

一般说来, 地面沾染的 γ 辐射能谱与 β 角的关系比较密切。当 β 在 0° 到 90° 之间时, 谱形有较明显的变化, 当 $\beta > 90^\circ$ 后, 谱形随 β 角无明显变化。

表 13·9-2. 地面沾染 γ 辐射不同时刻随角度变化的能谱(百分比)
爆后 1.12 小时和 9.8 天(括号内数据)

ΔE (MeV)	$\Delta\theta$ (度)		
	0—10	30—40	60—70
0.04—0.06	1 (2.4)	3 (4)	35 (6)
—0.1	13 (15)	17 (23)	72 (62)
—0.18	35 (43)	38 (45)	90 (83)
—0.3	78 (78)	88 (85)	97 (92)
—0.5	91 (93)	99 (97)	100 (100)
—0.75	95 (96)	100 (100)	
—1	100 (100)		

参 考 文 献

- [1] 见十一章参考文献[1].
- [2] O.M. 列依彭斯基, 唐军译: 原子爆炸的 γ 辐射, 中国工业出版社, 1963.
- [3] 见第一章参考文献[1].
- [4] 见十二章参考文献[5].
- [5] R.E. Lapp, *Bull. Atomic Scientist*, 15. (1959) 181.
- [6] A.T. Nelms, J.W. Cooper, *Health Phys.* 1. (1969) 427.
- [7] R.L. French, *ibid.* 11. (1965) 369.
- [8] C.M. Huddleston, et al. *ibid.* 11. (1965) 537.

第十四章 核爆炸电磁学基础

§ 14.1 引言

核爆炸电磁学是以核爆炸产生的 γ 辐射,中子流, X 射线, β 粒子和等离子体等所导致的瞬态电磁现象为其研究内容,其主要研究对象则是能损伤、影响战略武器系统和被利用来作为核爆炸诊断手段的瞬态电磁现象。到目前为止,进行过大量研究的有核爆炸电磁脉冲(简称NEMP)及其作用下系统的响应;内电磁脉冲(IEMP);系统电磁脉冲(SGEMP);NEMP的传播和抗NEMP加固措施等方面。有些现象如地磁、地电、噪声、人造辐射带等电磁效应,由于它的实用意义还不明显,尚没有受到广泛的注意。

本书讨论的对象,也仅限于NEMP、SGEMP、IEMP、NEMP的传播和电离层效应等方面的有关内容,无意涉及所有的核爆炸电磁现象。

从1945年美国进行第一次核试验到1963年美、英、苏签定禁止大气层核试验条约以来,大气层核试验已进行过300多次。但作为核爆炸电磁学,受到人们重视,得到广泛、深入发展却是60年代以后的事。从当前的发展趋势看,它是一门方兴未艾,颇有生命力,有待进一步发展的学科。

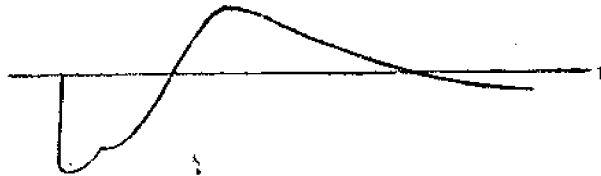


图14.1-1 原子弹爆炸的NEMP波形

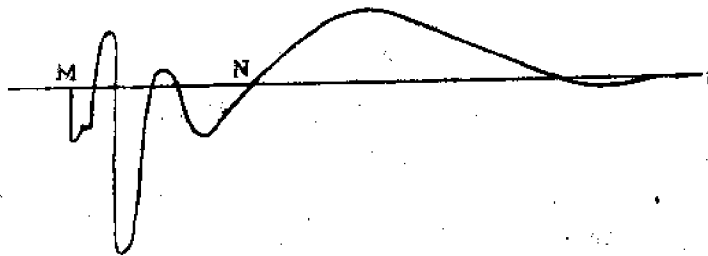


图14.1-2 氢弹爆炸的NEMP波形

据一些文献报道^[1,2],美国在进行第一次核试验时,费米就曾经根据理论推断,核爆炸会产生EMP,但并未引起足够的重视。从1958年的美苏会谈材料看^[3],直到这个时候,美国在这方面的进展也是比较缓慢的。苏联却比较重视这方面的研究,他们提供了距爆心十公里范围内原子弹和氢弹爆炸的EMP的 $E(t)$ 波形,如图14.1-1,14.1-2所示(我们倒转了原文献提供的氢弹爆炸的波形),还提供了几千公里以外远区EMP的波形,但美国人并未提

供有关的资料。恰恰在这一年，美国在大西洋上空进行了一系列高空核试验，对核爆炸电磁现象进行了较广泛的测量和研究，同时发现了许多重要现象，逐渐引起人们对核爆炸电磁现象的重视。从美国技术专家在国会关于部分禁止核试验条约的证词中可以看到，一部分反对签定该条约的专家主要担心的问题之一是：核爆炸电磁现象的研究，苏联处于领先的地位，美国所掌握的资料还不足以为今后核战争中使用和防护这个核爆炸特有的破坏因素提供依据。从发展过程看，50年代末，60年代初核爆炸电磁学在今后核战争中的重要性已被人们所认识，此后便得到了广泛的发展。

另一方面，从60年代起，半导体器件和集成电路在武器系统中开始广泛采用，这种器件和电路对核爆炸电磁效应极为敏感。例如磁心存储器只要耦合进入能量大于 5×10^{-6} 焦耳就足以抹掉存储的信息，集成电路失灵的最低能量仅为 4×10^{-10} 焦耳。对于电子管和一般电路，破坏的阈值要大好几个量级。因此，NEMP作为一种核爆炸破坏因素受到了军事部门的重视。在美国，由于军方的大量投资，无论在实验室模拟设备的建设，武器系统的模拟试验还是理论工作方面都有了长足的进步。正因为它的军事意义比较突出，公开文献虽报道了不少进展，但就其实测，甚至某些理论计算结果来说，仍处于保密状态，见诸于公开文献的极少，例如 § 15.2 中的波形，能收集到的只有有限的几个。

对于 NEMP，从公开的文献看，在 50 年代末期和 60 年代初期，Karzas、Latter、Kompaneets^[4] 等人分析了核爆炸产生 EMP 的各种机理，最后肯定了 γ 辐射散射产生康普顿电子模型是空中、地面爆炸时的最主要的机理；肯定了 γ 辐射、X 射线沉积在高层大气的康普顿电子模型是高空核爆炸时的最主要机理，这些机理为往后的理论分析工作打下了良好的基础。随着电子计算机的发展，数值求解二维麦克斯韦方程成为可能，从而在理论上可以提供 NEMP 的有关数据^[5]，也为研究整个核电磁效应提供了有力手段。

自 63 年部分禁止核试验后，60 年代末期和 70 年代，美国人就转向建造多种类型大型模拟设备。这些实验设备的建成不仅为大型武器系统例如新型轰炸机抗 EMP 加固提供了研究手段，而且开拓了核爆炸电磁学的新的研究领域，例如对 IEMP 和 SGEMP 的研究等。在实验室研究的基础上，再利用地下核试验可能提供的核辐射源，就能够部分代替大气层核试验所提供的核环境。

NEMP 作为一种破坏因素，从使用和防护的角度来看，即使在机理不十分清楚的情况下，根据一般抗电磁干扰的原理，加强系统的抗 EMP 能力总是增加武器生存能力的必经之路。因此研究加固尖端武器系统，提高 C-3（组织、指挥和通信）系统抗核能力，研究抗 NEMP 的元器件都成为尖端武器研究中活跃的领域。

本书不可能全面研究核爆炸电磁学的所有领域，只能在某些基本内容上做些介绍。为了使得系统化，我们首先介绍电磁学基础理论，而后概略讨论 NEMP，EMP 传播和 SGEMP。由于文献公布的实测资料比较少，反映在本书中的这方面内容也比较欠缺，有待今后收集、补充。

§ 14.2 电磁场方程组

一、电荷密度 ρ 和电流密度 \vec{J} 所激励的电磁场，可用电场强度 \vec{E} ，磁感应强度 \vec{B} 和电位移矢量 \vec{D} ，磁场强度 \vec{H} 来描述。 \vec{E} ， \vec{B} ， \vec{D} ， \vec{H} ，和 ρ ， \vec{J} 的变化规律可由下列电磁场方程

组来描述。

电荷守恒定律：设介质的自由电荷密度为 ρ ，则体积 V 中单位时间电荷的减少应等于流出包围该体积的封闭曲面 A 的电流，即

$$\int_A \vec{J} \cdot \vec{n} d\sigma = - \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV, \quad (14 \cdot 2-1)$$

式中 \vec{n} 为曲面 A 的外法向单位矢量，写成微分形式：

$$\nabla \cdot \vec{J} = - \partial \rho / \partial t. \quad (14 \cdot 2-2)$$

库仑定律：通过任一封闭曲面 A 向外的电位移通量等于此曲面所包含电荷的代数和，即

$$\int_A \vec{D} \cdot \vec{n} d\sigma = \int_V \rho dV, \quad (14 \cdot 2-3)$$

写成微分形式：

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (14 \cdot 2-4)$$

法拉第电磁感应定律：磁场的时变化率必引起感应电动势，由此可以总结出：任何封闭曲线 L 的磁场环量等于该曲线所围曲面的磁感应通量的减少率，即

$$\int_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \vec{n} d\sigma, \quad (14 \cdot 2-5)$$

其微分形式：

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (14 \cdot 2-6)$$

安培定律：实验表明，传导电流可以产生磁场。麦克斯韦推广了这个结果，认为位移电流，即电场的时变化率 $\partial \vec{D} / \partial t$ 和传导电流 \vec{J} 一样会激励磁场。由此得出：任何封闭曲线 L 的磁场环量等于流进该曲线所围曲面 A 的传导电流和位移电流的代数和，即

$$\int_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_A \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot \vec{n} d\sigma, \quad (14 \cdot 2-7)$$

其微分形式：

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (14 \cdot 2-8)$$

磁感应通量连续定理：磁场是无源场，因此对于空间任意区域进入的与出去的磁感应通量相等，即

$$\int \vec{B} \cdot \vec{n} d\sigma = 0, \quad (14 \cdot 2-9)$$

其微分形式：

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (14 \cdot 2-10)$$

(14·2-3)，(14·2-5)，(14·2-7) 和 (14·2-9) 式构成了描述电磁场的封闭方程组的积分形式，称麦克斯韦方程组，(14·2-4)，(14·2-6)，(14·2-8)，和 (14·2-10) 式则为麦克斯韦方程组的微分形式。当激励电磁场的 ρ ， \vec{J} 为已知的条件下，根据初始条件和边界条

件, 麦克斯韦方程组完全决定了电磁场的变化。

这里所建立的电磁场方程组中的诸量采用 MKSA 单位制, 即 ρ 以库仑/米³, J 以安培/米², E 以伏特/米, H 以安培/米, D 以库仑/米², B 以韦伯/米² 为单位。

二、为了解电磁场方程组, 需要知道电磁场所在点的介质本构关系。对于各向同性的介质

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (14.2-11)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (14.2-12)$$

式中的 ϵ 为介质的介电系数, 单位为法拉/米, 对于真空

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ 法拉/米}, \quad (14.2-13)$$

μ 为导磁系数, 单位为亨利/米, 对于真空

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ 亨利/米}, \quad (14.2-14)$$

而在真空中电磁波的传波速度, 即光速 c 与 ϵ_0 , μ_0 的关系为

$$c^2 = 1/\epsilon_0\mu_0. \quad (14.2-15)$$

对于导体, 欧姆定律表示为

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (14.2-16)$$

式中 σ 为电导率, 单位为欧姆/米。

三、在遇到介质交界面的情况下, 由于界面两侧的介质性质不同, 即在界面上有突变, 故而引起电磁场在界面上发生突变。在交界面上, 可用麦克斯韦方程组的积分形式求得边值关系; 令交界面两侧的介质本构参数为 $\epsilon_1, \mu_1, \sigma_1$ 和 $\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2$, \vec{n} 为垂直于曲面由介质 1 指向介质 2 的单位矢量。由 (14.2-5) 式可求得电场强度的切向分量连续, 即

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0. \quad (14.2-17)$$

如果界面存在面电流密度 \vec{K} , 由 (14.2-7) 式可得磁场强度切向分量的间断等于面电流密度, 即

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{K}. \quad (14.2-18)$$

如果曲面上存在面电荷密度 ρ_s , 由 (14.2-3) 式得, 电位移法向分量的间断等于面电荷密度 ρ_s , 即

$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s. \quad (14.2-19)$$

由 (14.2-9) 式得, 磁感应强度的法向分量连续, 即

$$\vec{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0, \quad (14.2-20)$$

(14.2-17) 到 (14.2-20) 式就是麦克斯韦方程组在交界面处表达式, 即电磁场的边值关系。

如果介质 1 为完全导体, $\sigma_1 = \infty$, 2 为电介质, 则边界条件化为:

$$\vec{n} \times \vec{E}_2 = 0, \quad \vec{n} \times \vec{H}_2 = \vec{K}, \quad \vec{n} \cdot \vec{B}_2 = 0, \quad \vec{n} \cdot \vec{D}_2 = \rho_s. \quad (14.2-21)$$

四、电磁场的能量同样满足守恒定律。电磁场的能流称为坡印亭矢量 \vec{S} , 定义为

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (14.2-22)$$

从包围体积 V 的封闭曲面 A 单位时间流出的能量和消耗的焦耳热应等于体积 V 的电磁场能量的减少率

$$\int_A \vec{S} \cdot \vec{n} d\alpha + \int_V \vec{E} \cdot \vec{J} dV = -\frac{\partial}{\partial t} \int_V (U_e + U_m) dV \quad (14.2-23)$$

若 $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ ，左端第二项即为焦耳热。电磁场能量密度

$$U_e = \frac{\vec{E} \cdot \vec{D}}{2}, \quad U_m = \frac{\vec{H} \cdot \vec{B}}{2}, \quad (14.2-24)$$

写为微分形式

$$\nabla \cdot \vec{S} + \vec{E} \cdot \vec{J} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{E} \cdot \vec{D}}{2} + \frac{\vec{H} \cdot \vec{B}}{2} \right). \quad (14.2-25)$$

五、以上所讨论的是电磁场所遵循的规律。当一个带电体在电场中运动时，将受到电磁场的作用。为了简单起见，仅考虑电荷为 q 的点电荷，其速度为 \vec{v} ，所受的作用力由二项组成，一项是电力 $q\vec{E}$ ，一项是洛伦兹力 $q\vec{v} \times \vec{B}$ ，即

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (14.2-26)$$

显然， $q\vec{E}$ 只改变粒子速度的大小，洛伦兹力仅改变粒子的运动方向。

考虑带电粒子在均匀磁场 \vec{B} 中的运动时，粒子的速度可以分解成同 \vec{B} 平行和垂直的分量 v_{\parallel} ， v_{\perp} ，则粒子将以速度 v_{\parallel} 沿 \vec{B} 的方向运动，同时迭加上在垂直于 \vec{B} 平面内的圆周运动。圆周运动的角频率为

$$\omega_L = \frac{qB}{m} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (14.2-27)$$

回旋半径为

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_L} = \frac{mv_{\perp}}{qB(1 - v^2/c^2)^{1/2}}, \quad (14.2-28)$$

式中 m 为粒子的质量。

§ 14.3 电磁场方程组的基本性质

一、麦克斯韦方程组体现了迅变的分布电荷和电流必向外以波的形式辐射电磁场的规律。将麦克斯韦方程组的微分形式写出：

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (14.3-1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (14.3-2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (14.3-3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}, \quad (14.3-4)$$

利用均匀介质的本构关系，将 \vec{D} ， \vec{H} 分别表为 \vec{E} ， \vec{B} ，并取(14.3-4)式对时间的微商，代入(14.3-2)式，经过化简，得

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \rho + \mu \frac{\partial \vec{J}}{\partial t}. \quad (14.3-5)$$

同样消去 \vec{E} ，可得

$$\nabla^2 \vec{B} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \mu_0 \nabla \times \vec{J} \quad (14.3-6)$$

由上述结果可见，等式的左方为波动方程，右方为产生波动的源。换言之，在 ρ 和 \vec{J} 的时间变化率的激励下， \vec{E} ， \vec{B} 将以波动形式向外传播。

在真空，当激励源 ρ ， \vec{J} 消失后，上述方程便化为典型的自由波动方程。

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \nabla^2 \vec{E} \quad (14.3-7)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \nabla^2 \vec{B} \quad (14.3-8)$$

$$c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \quad (14.3-9)$$

可见，电磁场可以脱离电荷和电流单独存在，且以光速 c 的波动形式传播。

波动方程的平面波解可以写为

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \theta) \\ &= R_e \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \theta)} \end{aligned} \quad (14.3-10)$$

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \vec{B}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \theta) \\ &= R_e \vec{B}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \theta)} \end{aligned} \quad (14.3-11)$$

式中 R_e 表示取实数部分（以后不再写出符号，意义同此）， θ 为相位角， \vec{k} 为波矢量又称波数，方向为波的传播方向，数值上与角频率 ω 或波长 λ ，光速 c 的关系为

$$k = \omega/c = 2\pi/\lambda \quad (14.3-12)$$

\vec{k} 和 \vec{E}_0 ， \vec{B}_0 的关系为

$$\vec{k} \cdot \vec{E}_0 = 0 \quad (14.3-13)$$

$$\vec{B}_0 = \frac{1}{\omega} \vec{k} \times \vec{E}_0 \quad (14.3-14)$$

表明电磁场的振动方向与波的传播方向相垂直。

对于平面电磁波，能流

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} = U c \left(\frac{\vec{k}}{k} \right) \quad (14.3-15)$$

式中 U 为电磁波能量密度，可见能流的方向为波的前进方向。

二、在均匀导电介质中，欧姆定律成立。由电荷守恒定律

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0,$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad .$$

再考虑到(14·3-1)式可得导电介质中电荷消失率遵循的方程, 即

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\epsilon} \rho, \quad (14\cdot3-16)$$

解为

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{\sigma}{\epsilon} t}, \quad (14\cdot3-17)$$

式中 ρ_0 为 $t=0$ 时的电荷密度。一般说来, 对于导电介质, $\frac{\sigma}{\epsilon}$ 是个很大的数, 例如对于金

属, $\frac{\sigma}{\epsilon} \approx 10^{10}$, 可见导电介质中, 即使在迅变条件下, 介质内部也不会有自由电荷存在。

根据导电介质的上述特点, 麦克斯韦方程组可改写为

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (14\cdot3-18)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (14\cdot3-19)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (14\cdot3-20)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu\sigma \vec{E} \quad (14\cdot3-21)$$

类似以前的讨论, 分别消去 \vec{B} 和 \vec{E} 后得

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0, \quad (14\cdot3-22)$$

$$\nabla^2 \vec{B} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0. \quad (14\cdot3-23)$$

有了上述方程组和导电介质表面的边值关系, 原则上可以讨论电磁波在导体中传播, 以及在表面的反射和折射等问题。这些讨论在一般电动力学书中都可以找到。这里仅讨论电磁波透入导体的深度和具有确定电导率的边值关系。

当电磁波由真空垂直入射到导体表面, 一部分反射, 一部分透入导体内部。令导体表面为 $X-Y$ 平面, 电磁波沿 Z 轴传播, 则(14·3-22)式可写成

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0, \quad (14\cdot3-24)$$

令导体中场为

$$\vec{E}_z = \vec{E}_0 e^{i(kz - \omega t)}, \quad (14\cdot3-25)$$

代入(14·3-24)式得

$$-k^2 + \omega^2 \mu\epsilon + i\omega\mu\sigma = 0, \quad (14\cdot3-26)$$

引进复介电系数

$$\epsilon' = \epsilon + i\sigma/\omega, \quad (14\cdot3-27)$$

则 (14·3-26) 式的解为

$$k = \omega \sqrt{\mu \epsilon'} \quad (14\cdot3\cdot28)$$

$$= \omega \sqrt{\epsilon \mu} (1 + i\sigma/\omega\epsilon)^{1/2}, \quad (14\cdot3\cdot29)$$

对于大多数金属, $\frac{\sigma}{\epsilon} \approx 10^{16}$ 秒⁻¹, 即使对于可见光 $\frac{\sigma}{\omega\epsilon} \gg 1$, 因此

$$k \sim \omega \sqrt{\epsilon \mu} \left(\frac{i\sigma}{\omega\epsilon} \right)^{1/2} \\ = \frac{1}{\delta} (1 + i), \quad (14\cdot3\cdot30)$$

$$\delta = \left(\frac{2}{\mu\omega\sigma} \right)^{1/2}, \quad (14\cdot3\cdot31)$$

代入 (14·3-25) 式, 则

$$\vec{E}_x = E_{x0} e^{-\frac{z}{\delta}} e^{i(\omega t - (x/\delta - \omega t))}. \quad (14\cdot3\cdot32)$$

由平面波关系得磁感应强度

$$B_y = E_x/c',$$

式中 c' 为金属中电磁波速度。

由透入的波强应等于入射波波强减去反射波波强, 写成矢量形式为

$$\vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{E}_t, \quad \vec{H}_i + \vec{H}_r = \vec{H}_t, \quad (14\cdot3\cdot33)$$

脚标 i, r, t 分别表示入射、反射和透射的场强。利用

$$\vec{H}_i = \frac{\vec{E}_i}{\mu_0 c}, \quad \vec{H}_r = \frac{-\vec{E}_r}{\mu_0 c}, \quad \vec{H}_t = \frac{\vec{E}_t}{\mu c'},$$

则

$$\vec{E}_i - \vec{E}_r = \frac{\mu_0 c}{\mu c'} \vec{E}_t, \quad (14\cdot3\cdot34)$$

$$\vec{E}_t = \frac{2\mu c'}{\mu_0 c + \mu c'} \vec{E}_i. \quad (14\cdot3\cdot35)$$

此结果表明, 1) 电磁波在导体内部的传播速度为

$$c' = \sqrt{\frac{\omega}{\mu\sigma}} c. \quad (14\cdot3\cdot36)$$

比真空中光速 c 为慢; 2) 电磁波进入导体后衰减很快, 场主要集中在导体的表面, δ 为导体趋肤深度, 且 ω 愈高, δ 愈薄; 3) 由 (14·3-35) 式可见, 电磁能量进入导体的部分比入射能量小得多, 主要部分被反射, ω 愈高愈显著。

当电磁波传入导体时, 导体表面电磁场应满足特定的边界条件。在导体表面, 麦克斯韦方程的 (14·3-19) 式在一维平面波的条件可以写成

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t}. \quad (14\cdot3\cdot37)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{\partial B_y}{\partial t} \quad (14.3-38)$$

将(14.3-30)式代入后, 可得导体表面电磁场应满足的边界条件。

$$E_{x0} = -Z_s B_{y0}, \quad E_{y0} = Z_s B_{x0}, \quad (14.3-39)$$

式中

$$Z_s = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\omega}{\mu\sigma}} (1+i), \quad (14.3-40)$$

Z_s 称为导体的表面阻抗。当 $\sigma \rightarrow \infty$, $Z_s \rightarrow 0$, 则 $E_{x0} = E_{y0} = 0$, 换句话说对于理想导体不存在切向电场即(14.2-21)式。当 σ 为有限值, 如电离层、大地等, 边界条件应取(14.3-39)式。

§ 14.4 电磁波的辐射、标势、矢势

一、电磁场除了用电场强度, 磁感应强度描述外, 还可以用势函数, 即标势 ϕ 和矢势 \vec{A} 来描述。利用势函数后, 可以看到场与激励场的源即电荷、电流的直接依赖关系, 而且便于根据电荷、电流的分布来计算有关场的量。

利用麦克斯韦方程组中 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, 即 \vec{B} 是无源场的性质, 可以引进矢势 \vec{A} 。

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (14.4-1)$$

恒满足 \vec{B} 散度为零的条件。将该式代入(14.2-6)式, 得

$$\nabla \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0,$$

由矢量恒等式 $\nabla \times \nabla \phi = 0$, 可以引进标势 ϕ

$$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\nabla \phi,$$

即

$$\vec{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (14.4-2)$$

由(14.4-1)和(14.4-2)式所定义 \vec{A} , ϕ 并不是唯一的, 若令

$$\vec{A}' = \vec{A} + \nabla \phi,$$

$$\phi' = \phi - \frac{\partial}{\partial t} \phi$$

仍能满足(14.4-1)和(14.4-2)式。为了使得 \vec{A} , ϕ 是唯一的, 必须加一个规范条件,

$$\nabla \cdot \vec{A} + \epsilon\mu \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0, \quad (14.4-3)$$

这个条件称为罗伦兹规范。

有了罗伦兹规范后, 将势函数的定义代入麦克斯韦方程组, 化为

$$\nabla^2 \phi - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\rho/\epsilon, \quad (14.4-4)$$

$$\nabla^2 \vec{A} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu \vec{J}, \quad (14.4-5)$$

这就是罗伦兹规范下的 ϕ, \vec{A} 所遵循的运动方程。显然, 当 ρ, \vec{J} 为已知, 上述方程可以求得 ϕ, \vec{A} , 再通过(14.4-1)和(14.4-2)便可确定 \vec{B}, \vec{E} 。

现在考虑 (x', y', z') 处的体元 dV' 中 ρ, \vec{J} 对距离为 r 处 (该点的坐标为 x, y, z) 的 ϕ, \vec{A} 的贡献。由于电磁波传播有一定的速度 c , 当我们求 t 时刻的 ϕ, \vec{A} 时, 产生 ϕ, \vec{A} 的 ρ, \vec{J} 应是较早时刻 $t' = t - \frac{r}{c}$ 时的值。换句话说, dV' 中 ρ, \vec{J} 的变化, 要在推迟 r/c 后的时刻才能影响 r 处的 ϕ, \vec{A} 。具有这个推迟时间的势函数称推迟势。考虑到推迟效应, (14.4-4) 和 (14.4-5) 的解为

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho(x', y', z', t' - r/c)}{r} dV', \quad (14.4-6)$$

$$\vec{A}(x, y, z, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}(x', y', z', t' - r/c)}{r} dV', \quad (14.4-7)$$

它可以通过直接微商来证明。

二、现在利用上述方程来讨论一根有限长度的导线——简单天线的辐射。设天线在 z 轴上, 长度为 $2l$, 其中心在原点。若上面的电流为谐振的, 振荡频率为 ω , 中心为对称点, 两端处为零。则电流在天线上的分布为

$$I = I_0 \text{sinc}(l \pm z) e^{-i\omega t}, \quad (14.4-8)$$

式中 I_0 为常数, z 小于零取正号, z 大于零取负号, 且

$$k = \pi/2l。$$

导线上单位长度上的电荷 ρ_l 可由电荷守恒定律求出。由

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} = -\frac{\partial I}{\partial z}, \quad (14.4-9)$$

得

$$\rho_l(z, t) = \begin{cases} i \frac{k}{\omega} I_0 \text{cosk}(l-z) e^{-i\omega t}, & 0 \leq z \leq l \\ -i \frac{k}{\omega} I_0 \text{cosk}(l+z) e^{-i\omega t}, & -l \leq z \leq 0 \end{cases} \quad (14.4-10)$$

代入 (14.4-6) 和 (14.4-7) 式求得势函数如下:

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{-l}^l \frac{\rho_l(z', t - r/c)}{r} dz' \\ &= \frac{i}{2\pi\epsilon} \frac{k}{\omega} I_0 e^{-i\omega t} \int_0^l \frac{\text{cosk}(l-z') e^{i k z'}}{r} dz', \quad (14.4-11) \\ A_z(x, y, z, t) &= \frac{\mu}{4\pi} \int_{-l}^l \frac{I(z', t - r/c)}{r} dz' \end{aligned}$$

$$= \frac{\mu I_0}{2\pi} e^{-i\omega t} \int_0^l \frac{\sin k(l-z') e^{ikr}}{r} dz' \quad (14.4-12)$$

在图 14.4-1 所示的几何条件下

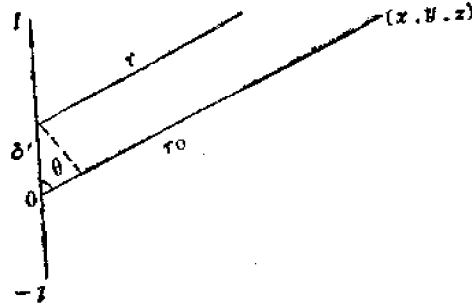


图14.4-1 天线辐射的坐标系

$$\begin{aligned} r &= r_0 - z' \cos \theta, \\ e^{ikr} &= e^{ikr_0} - ikz' \cos \theta. \end{aligned} \quad (14.4-13)$$

故
当 $r \gg l$ 时

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{r_0}, \quad (14.4-14)$$

将上述结果代入 (14.4-11), (14.4-12) 式, 积分后得

$$\phi = F_1(\theta) \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{r}, \quad (14.4-15)$$

$$F_1(\theta) = \frac{I_0}{2\pi\epsilon\omega} \frac{\cos\theta}{\sin^2\theta} [\cos(kl\cos\theta) - \cos kl], \quad (14.4-16)$$

$$A_r = F_2(\theta) \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{r}, \quad (14.4-17)$$

$$F_2(\theta) = \frac{I_0}{2\pi\omega} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{\sin^2\theta} [\cos(kl\cos\theta) - \cos kl]. \quad (14.4-18)$$

上式表明短天线辐射的是球面波, 式中 $F_1(\theta)$, $F_2(\theta)$ 是方向因子。利用 (14.4-1), (14.4-2) 式可以求得以 r_0 为矢径的球坐标系中 E_θ , H_ϕ 。在仅保留 $\frac{1}{r}$ 的项时, 有

$$E_\theta = -i\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{I_0}{2\pi} \frac{\cos[kl\cos\theta] - \cos kl}{\sin\theta} \cdot \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{r}, \quad (14.4-19)$$

$$H_\phi = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_\theta. \quad (14.4-20)$$

这是辐射场以球面波的形式沿 r 方向向外传播的解。其基本特征是电磁场都随 r^{-1} 衰减, 且 \vec{E} 、 \vec{H} 和矢径方向三者互相垂直。 E 和 H 的比值称为波阻抗 Z , 即

$$Z = \frac{|E_0|}{|H_0|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (14.4-21)$$

对于真空,

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \text{ 欧}。$$

辐射场的能流 \vec{S} 沿矢径方向 \vec{e}_r 向外辐射, 根据 (14.2-22) 式求得

$$\vec{S} = \vec{e}_r \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{I_0^2}{4\pi^2 r^2} \left[\frac{\cos(kl \cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} \right]^2 \times \sin^2(-\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (14.4-22)$$

在一个周期内的平均能流为

$$\overline{S} = \vec{e}_r \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{I_0^2}{8\pi^2 r^2} \left[\frac{\cos(kl \cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} \right]^2 \quad (14.4-23)$$

在实用中通常遇到半波天线, 它的长度取

$$2l = \frac{\pi}{k} \quad (14.4-24)$$

那么

$$E_0 = -i \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{I_0}{2\pi} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{r} \quad (14.4-25)$$

$$H_0 = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0 \quad (14.4-26)$$

且

$$\vec{S} = \vec{e}_r \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{I_0^2}{4\pi^2} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin^2\theta} \frac{\sin^2(kr - \omega t)}{r^2} \quad (14.4-27)$$

$$\overline{S} = \vec{e}_r \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{I_0^2}{8\pi^2} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin^2\theta} \cdot \frac{1}{r^2} \quad (14.4-28)$$

半波天线的辐射能流的角分布 $\overline{S}(\theta)$ 即天线辐射方向特性如图 14.4-2 所示。

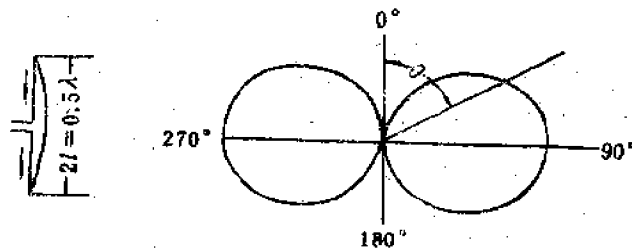


图14.4-2 半波天线辐射能流的角分布

三、现在来讨论求解波动方程极有用的基尔霍夫公式。

描述电磁场的标势和矢势分量遵循的波动方程可以写成下列一般形式

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\psi = -g. \quad (14.4-29)$$

如果已知 ψ 在某一封闭面 A 上的值和 ψ 在面沿法向的微商值,那么曲面 A 所包围的体积中任一点的 ψ 值便可由基尔霍夫公式确定。换句话说,曲面内任一点的电磁场可由曲面上场的分布确定。这实际是波传播过程惠更斯原理的精确表述。

假定曲面 A 所包的体积是无源的, ρ, \vec{J} 为零,即 $g = 0$,并令

$$\psi = \phi e^{-i\omega t}, \quad (14.4-30)$$

则(14.4-29)式化为

$$(\nabla^2 + k^2)\phi = 0, \quad (14.4-31)$$

$$k = \omega/c. \quad (14.4-32)$$

为了引进格林函数,先考虑点源波动方程

$$(\nabla^2 + k^2)G = -\delta(x-x', y-y', z-z') \quad (14.4-33)$$

的解,由直接微商可以证明解为

$$G(x, y, z, x', y', z') = \frac{e^{i k \cdot \vec{r}}}{r}, \quad (14.4-34)$$

式中 r 为 (x, y, z) 和 (x', y', z') 之间的距离,即

$$r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}. \quad (14.4-35)$$

G 就是格林函数。

利用格林公式

$$\int_V (\phi \nabla^2 G - G \nabla^2 \phi) dV = \int_A (\phi \nabla \cdot G - G \nabla \cdot \phi) \cdot \vec{n} d\sigma, \quad (14.4-36)$$

考虑到 G, ϕ 所遵循的方程(14.4-34), (14.4-31)式,有

$$\begin{aligned} \phi(x', y', z') &= \int_A \left[\frac{e^{i k \cdot \vec{r}}}{r} \nabla \phi - \phi \nabla \cdot \frac{e^{i k \cdot \vec{r}}}{r} \right] \cdot \vec{n} d\sigma \\ &= \int_A \frac{e^{i k \cdot \vec{r}}}{r} \left(\nabla - i k \frac{\vec{r}}{r} + \frac{\vec{r}}{r^2} \right) \phi \cdot \vec{n} d\sigma. \end{aligned} \quad (14.4-37)$$

这就是定态条件下的基尔霍夫公式。

丢掉体积内为无源的假定,则基尔霍夫公式改写成

$$\psi(x', y', z', t') = \int_V \frac{g}{r} e^{i k \cdot \vec{r}} dV + \int_A \frac{e^{i k \cdot \vec{r}}}{r} \left(\nabla - i k \frac{\vec{r}}{r} + \frac{\vec{r}}{r^2} \right) \phi \cdot \vec{n} d\sigma. \quad (14.4-38)$$

有了以上结果不难推广到一般情况,考虑推迟效应,写出为

$$\psi(x', y', z', t') = \int_V \frac{g(x, y, z, t)}{r} dV + \int_A \frac{1}{r} \left[\left(\nabla + \frac{\vec{r}}{r} \frac{\partial}{\partial t} \right) \right]$$

$$\left. + \frac{\vec{r}}{r^2} \right) \psi(x, y, z, t) \cdot \vec{n} d\sigma, \quad t = t' - \frac{r}{c} \quad (14.4-39)$$

§ 14.5 电偶极子和磁偶极子辐射、赫兹势

一、在许多问题的讨论中，引进赫兹势 $\vec{\Pi}$ 比罗伦兹规范下的势函数 ϕ 、 \vec{A} 更为方便。在真空中 $\vec{\Pi}$ 可以通过 ϕ 、 \vec{A} 来定义，即

$$\vec{A} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial t}, \quad (14.5-1)$$

$$\phi = -\nabla \cdot \vec{\Pi}, \quad (14.5-2)$$

由场强与 ϕ 、 \vec{A} 的关系可得

$$\vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{\Pi}) - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\Pi}}{\partial t^2}, \quad (14.5-3)$$

$$\vec{H} = \epsilon_0 \nabla \times \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial t}. \quad (14.5-4)$$

代入麦克斯韦方程组 (14.3-1) — (14.3-4) 式，求得 $\vec{\Pi}$ 所满足的波动方程

$$\nabla^2 \vec{\Pi} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\Pi}}{\partial t^2} = -\frac{\vec{P}}{\epsilon_0}, \quad (14.5-5)$$

式中

$$\vec{P} = \int_0^t \vec{J}(x, y, z, t') dt', \quad (14.5-6)$$

其解为

$$\vec{\Pi}(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\vec{P}(x', y', z', t - r/c)}{r} dV'. \quad (14.5-7)$$

二、现在我们利用赫兹势来讨论电偶极子的辐射。对于沿 z 轴方向变化的偶极子，电荷为 $\pm q$ ，二电荷间的距离为 $2l_0$ ，中心在坐标原点，设想偶极矩的体积很小，则电偶极子的电流密度可以表为

$$\begin{aligned} \vec{J} &= \delta(\vec{r}) \frac{\partial q l(t)}{\partial t} \vec{e}_z \\ &= \delta(\vec{r}) \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (14.5-8)$$

式中 $\vec{P} = q l(t) \vec{e}_z$ 为偶极矩。令 $f(t)$ 为极矩的时间变化率，则

$$\vec{P} = q l_0 f(t) \vec{e}_z. \quad (14.5-9)$$

由 (14.5-6) 和 (14.5-7) 式可知

$$\frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial t} = \frac{\vec{e}_z}{4\pi\epsilon_0 r} \int J\left(t - \frac{r}{c}\right) dV, \quad (14\cdot5-10)$$

将 (14·5-8) 式代入, 利用 δ 函数的积分性质可得

$$\frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (14\cdot5-11)$$

或

$$\begin{aligned} \vec{\Pi} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \vec{P}\left(t - \frac{r}{c}\right) \\ &= \frac{ql_0}{4\pi\epsilon_0 r} f\left(t - \frac{r}{c}\right) \vec{e}_z. \end{aligned} \quad (14\cdot5-12)$$

这就是电偶极子赫兹势。

由 (14·5-3) 和 (14·5-4) 式可以求得电磁场, 感兴趣的是以 r 为矢径, θ 为 \vec{r} 与 z 轴的夹角, φ 为方位角的球坐标中的解, 不难算出电偶极子辐射的一般表达式:

$$E_r = \frac{\cos\theta}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{P}{r^3} + \frac{\dot{P}}{cr^2} \right), \quad (14\cdot5-13)$$

$$E_\theta = \frac{\sin\theta}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{P}{r^3} + \frac{\dot{P}}{cr^2} + \frac{\ddot{P}}{c^2 r} \right), \quad (14\cdot5-14)$$

$$H_\varphi = \frac{\sin\theta}{4\pi} \left(\frac{\dot{P}}{r^2} + \frac{\ddot{P}}{cr} \right), \quad (14\cdot5-15)$$

式中 \dot{P} , \ddot{P} 为 P 对时间的一次和两次微商。将 (14·5-9) 式代入

$$E_r = \frac{ql_0 \cos\theta}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{f(t-r/c)}{r^3} + \frac{\dot{f}(t-r/c)}{cr^2} \right], \quad (14\cdot5-16)$$

$$E_\theta = \frac{ql_0 \sin\theta}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{f(t-r/c)}{r^3} + \frac{\dot{f}(t-r/c)}{cr^2} + \frac{\ddot{f}(t-r/c)}{c^2 r} \right], \quad (14\cdot5-17)$$

$$H_\varphi = \frac{ql_0 \sin\theta}{4\pi} \left[\frac{\dot{f}(t-r/c)}{r^2} + \frac{\ddot{f}(t-r/c)}{cr} \right]. \quad (14\cdot5-18)$$

场强出现 $\frac{1}{r^3}$, $\frac{1}{r^2}$ 和 $\frac{1}{r}$ 的项, $\frac{1}{r^3}$ 项代表电偶极矩的静电场, $\frac{1}{r^2}$ 项代表恒稳电流的电磁场,

$\frac{1}{r}$ 项则代表迅变电流激励的辐射场。

对于远距离, 仅需考虑辐射场, 且

$$E_\theta/H_\varphi = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = Z_0, \quad (14\cdot5-19)$$

辐射能流为

$$\vec{S} = \frac{(ql_0)^2 \sin^2 \theta}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \vec{c} \quad (14\cdot5-20)$$

辐射的角分布如图14·5-1所示。在振动方向上辐射为零，在垂直于振动方向上的辐射为最强。

三、利用电偶极子辐射可以粗略地来考察核爆炸所产生的电磁辐射。考虑距地面不太高的空中爆炸。把 γ 辐射在空气分子上散射出的康普顿电子运动过程简化为以下模型：当爆炸瞬间 $t=0$ 时，在坐标原点即爆心有电荷 $\pm q$ ，突然分散开而形成垂直于地面的电偶极矩，这一过程可用下列阶跃函数表示：

$$f(t) = U(t) \begin{cases} = 0, & t=0 \\ = 1, & t>0 \end{cases} \quad (14\cdot5-21)$$

由此过程产生的电磁场为 (14·5-16)，(14·5-18) 式，即

$$E_r = \frac{ql_0 \cos \theta}{2\pi \epsilon_0} \left[\frac{U(t-r/c)}{r^2} + \frac{\delta(t-r/c)}{cr^2} \right], \quad (14\cdot5-22)$$

$$E_\theta = \frac{ql_0 \sin \theta}{4\pi \epsilon_0} \left[\frac{U(t-r/c)}{r^2} + \frac{\delta(t-r/c)}{cr^2} + \frac{\delta'(t-r/c)}{c^2 r} \right], \quad (14\cdot5-23)$$

$$H_\phi = \frac{ql_0 \sin \theta}{4\pi} \left[\frac{\delta(t-r/c)}{r^2} + \frac{\delta'(t-r/c)}{cr} \right], \quad (14\cdot5-24)$$

式中 δ' 为 δ 对其宗量的微商， δ 函数与 U 函数的关系为

$$\delta(t) = \frac{\partial U(t)}{\partial t} \quad (14\cdot5-25)$$

解的意义是明显的，在波未达到观测点 r 之前，电磁场为零，直到波到达该点的时间 $t=r/c$ ，有一个电磁脉冲通过，如图14·5-2中， b ， c 所示。随后，(14·5-23)式的

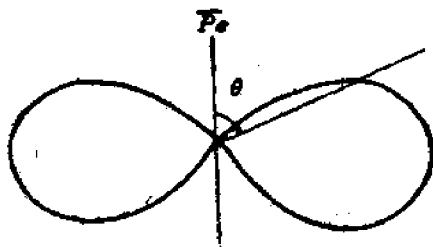


图14·5-1 电偶极子辐射的角分布

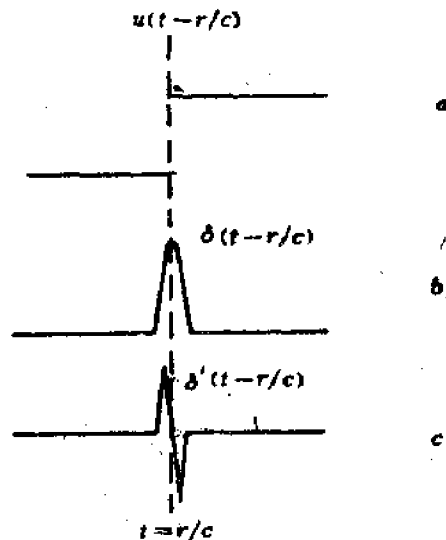


图14·5-2 a— $U(t)$ ，b— $\delta(t)$ ，c— $\delta'(t)$ 的示意图

后两项和 H_z 消失, 仅留下 E_r, E_θ 的第一项, 即静态的电偶极矩的稳定电场, 示意如图 14.5-2 中 a 。

当 r 足够大, 辐射场为

$$E_\theta = \frac{qI_0 \sin\theta}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\delta'(t-r/c)}{r}, \quad (14.5-26)$$

$$H_\phi = \frac{qI_0 \sin\theta}{4\pi c} \frac{\delta'(t-r/c)}{r}. \quad (14.5-27)$$

可见, 对于一个 $U(t)$ 的激励源, 辐射场是具有双峰形式的脉冲。

由辐射的角分布可知, 在爆炸的上方辐射最弱, 在包含爆心并平行于地面的平面上辐射最强。

虽然这里讨论的是最简单的核爆炸电磁脉冲激励的情况, 但它反映了某些最基本的特征。

这个简单的电偶极子模型也可以用来描述自然界闪电或称天电的辐射过程。

四、对于法线平行于 z 轴的面积为 A , 电流为 I 的电流环, 它所激励的电磁场, 可用磁偶极子来描述, 其磁偶极矩为

$$\vec{M} = M_0 \vec{e}_z, \quad M_0 = IA. \quad (14.5-28)$$

根据电磁的对比关系 $\vec{P} \rightarrow \vec{M}$, 电偶极子的电场, 磁场分别换为磁偶极子的磁场和负电场, 则磁偶极子的辐射场为

$$H_r = \frac{1}{2\pi} \cos\theta \left(\frac{M_0}{r^3} + \frac{\dot{M}_0}{cr^2} \right), \quad (14.5-29)$$

$$H_\theta = \frac{1}{4\pi} \sin\theta \left(\frac{M_0}{r^3} + \frac{\dot{M}_0}{cr^2} + \frac{\ddot{M}_0}{c^2 r} \right), \quad (14.5-30)$$

$$E_\phi = -\frac{Z_0}{4\pi} \sin\theta \left(\frac{\dot{M}_0}{cr^2} + \frac{\ddot{M}_0}{c^2 r} \right). \quad (14.5-31)$$

对于辐射场,

$$|E_\theta| = Z_0 |H_\phi|. \quad (14.5-32)$$

§ 14.6 电偶极子在导电介质中的辐射

前一节我们讨论了电偶极子在真空中的辐射, 在实际问题中, 会遇到电偶极子在导电介质中的辐射, 例如地下, 水下核爆炸就会遇到类似的情况。

在导电介质中, 除了电流源外, 还有欧姆电流 $\sigma \vec{E}$ 存在。由于导电介质难于存在自由电荷, 则其场方程为

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0, \quad (14.6-1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (14.6-2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (14\cdot6-3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \sigma \vec{E} + \vec{J}. \quad (14\cdot6-4)$$

同样引进赫兹势

$$\vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{\Pi}) - \mu \epsilon \ddot{\vec{\Pi}} - \mu \sigma \dot{\vec{\Pi}}, \quad (14\cdot6-5)$$

$$\vec{H} = \nabla \times (\epsilon \dot{\vec{\Pi}} + \sigma \vec{\Pi}). \quad (14\cdot6-6)$$

代入场方程, 得 $\vec{\Pi}$ 所满足的方程

$$\epsilon \frac{\partial}{\partial t} [\mu \epsilon \ddot{\vec{\Pi}} + \mu \sigma \dot{\vec{\Pi}} - \nabla^2 \vec{\Pi}] + \sigma [\mu \epsilon \dot{\vec{\Pi}} + \mu \sigma \vec{\Pi} - \nabla^2 \vec{\Pi}] = \vec{J}, \quad (14\cdot6-7)$$

当 $\sigma \ll \epsilon \frac{\partial}{\partial t}$ 时, 上述方程便是前一节讨论电偶极子辐射的基本方程。

现在考虑另一极端条件, 即介质电导率足够大, 令

$$\sigma \gg \epsilon \frac{\partial}{\partial t} = \epsilon \omega_1, \quad (14\cdot6-8)$$

式中 ω_1^{-1} 为场没有明显变化的时间。在这个近似下, (14·6-7) 式化为

$$\mu \sigma \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial t} - \nabla^2 \vec{\Pi} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}, \quad (14\cdot6-9)$$

且

$$\vec{P} = \int_0^t \vec{J}(\vec{r}, t') dt', \quad (14\cdot6-10)$$

$$\vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{\Pi}) - \mu \sigma \dot{\vec{\Pi}}. \quad (14\cdot6-11)$$

$$\vec{H} = \nabla \times (\sigma \vec{\Pi}). \quad (14\cdot6-12)$$

(14·6-9) 式是一个有源的扩散方程。在导电介质中, 辐射以扩散的形式向外传播, 因此, 它不能像在绝缘介质中那样向远方辐射。

当所观察的距离远大于电偶极子的线度, 并令电偶极子在球坐标的中心并沿 z 轴方向, 和前一节一样假定

$$\dot{\vec{P}} = ql_0 f(t) \delta(\vec{r}) \vec{e}_z, \quad (14\cdot6-13)$$

则 (14·6-9) 式写为

$$\mu \sigma \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial r} \right) = \frac{ql_0}{\sigma} f(t) \delta(\vec{r}) \vec{e}_z. \quad (14\cdot6-14)$$

其解为

$$\vec{\Pi} = -\vec{e}_z \sqrt{\frac{\mu}{\pi \sigma}} \cdot ql_0 \int f(\tau) \frac{e^{-\mu \sigma r \sqrt{1/4(t-\tau)}}}{2(t-\tau)^{3/2}} d\tau. \quad (14\cdot6-15)$$

场强为

$$E_r = \frac{\mu^{3/2} \sigma^{1/2}}{2\sqrt{\pi}} q l_0 \int_0^t f(\tau) \frac{e^{-\mu \sigma r^{1/4} (t-\tau)}}{(t-\tau)^{5/2}} d\tau \cdot \cos\theta, \quad (14-6-16)$$

$$E_\theta = \frac{\mu^{3/2} \sigma^{1/2}}{2\sqrt{\pi}} q l_0 \int_0^t f(\tau) \frac{e^{-\mu \sigma r^{1/4} (t-\tau)}}{(t-\tau)^{5/2}} d\tau \cdot \sin\theta$$

$$- \frac{\mu^{3/2} \sigma^{3/2}}{8\sqrt{\pi}} q l_0 \int_0^t f(\tau) \frac{\tau^2 e^{-\mu \sigma r^{1/4} (t-\tau)}}{(t-\tau)^{7/2}} d\tau \cdot \sin\theta, \quad (14-6-17)$$

$$H_\phi = - \frac{(\mu\sigma)^{3/2}}{4\sqrt{\pi}} q l_0 \int_0^t f(\tau) \frac{\tau e^{-\mu \sigma r^{1/4} (t-\tau)}}{(t-\tau)^{5/2}} d\tau \cdot \sin\theta. \quad (14-6-18)$$

为了看出场的特点，取 $f(t) = -\delta(t)$ ，则

$$E_r = \frac{q l_0 \mu^{3/2} \sigma^{1/2}}{2\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{-\mu \sigma r^{1/4} t}}{t^{5/2}} \cos\theta, \quad (14-6-19)$$

$$E_\theta = \frac{q l_0 \mu^{3/2} \sigma^{1/2}}{2\sqrt{\pi} t^{7/2}} e^{-\mu \sigma r^{1/4} t} \left(\frac{\mu\sigma}{4} r^2 - t \right) \sin\theta, \quad (14-6-20)$$

$$H_\phi = - \frac{q l_0 (\mu\sigma)^{3/2} r}{4\sqrt{\pi} t^{5/2}} e^{-\mu \sigma r^{1/4} t} \sin\theta. \quad (14-6-21)$$

在某个特定距离处场的波形示意如图14-6-1。结果表明：扩散场随距离 r 基本上按指数律迅速衰减，和辐射场有很大的差别；其次，随着扩散场的传播，场的波形逐渐展宽。

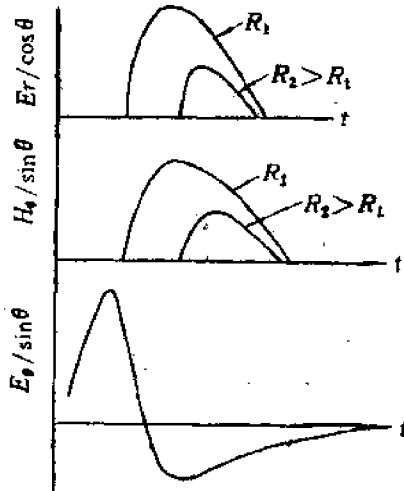


图14-6-1 偶极子扩散场示意图

§ 14-7 运动带电粒子的辐射

关于带电粒子在运动过程中的辐射的详细讨论可参阅文献[6]。这里只简要地讨论我们所关心的一些主要结果。

一、考虑电荷为 ρ 的点电荷或电子，它的运动状态可用确定位置的矢径 \vec{r} 和速度 \vec{v} 来表征。对于这样的粒子，它所产生的电磁场可用推迟势求出，其标势和矢势分别为

$$\varphi(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(x', y', z', t-r/c)}{r} d\vec{r}', \quad (14.7-1)$$

$$\vec{A}(x, y, z, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(x', y', z', t-r/c)}{r} d\vec{r}', \quad (14.7-2)$$

式中
$$\vec{j} = \rho \vec{v}, \quad (14.7-3)$$

$$r = [(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{1/2}. \quad (14.7-4)$$

考虑到推迟效应，对于点电荷，可得李纳-维谢尔 (Lenard-Wiechert) 势，即

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^* (1 - v_r^*/c)}, \quad (14.7-5)$$

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 q \vec{v}^*}{4\pi r^* (1 - v_r^*/c)}. \quad (14.7-6)$$

式中带*号的量都是推迟时刻的量， v_r^* 为 \vec{v}^* 在 \vec{r} 方向的分量。这些推迟量与瞬时量 (x, y, z) 的关系为

$$\vec{v}^* = \vec{v}(t^*), \quad (14.7-7)$$

$$r^* = [(x-x'(t^*))^2 + (y-y'(t^*))^2 + (z-z'(t^*))^2]^{1/2}, \quad (14.7-8)$$

$$t^* = t - r^*/c, \quad (14.7-9)$$

由此可以求得用推迟量表示的运动电荷的场，为

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 D^{*3}} \left(1 - \frac{v^{*2}}{c^2}\right) \left(\vec{r}^* - \frac{\vec{v}^* r^*}{c}\right) + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \vec{r}^*}{c^2 D^{*3}} \times \left[\left(\vec{r}^* - \frac{\vec{v}^* r^*}{c}\right) \times \vec{v}^* \right], \quad (14.7-10)$$

$$\vec{H} = \frac{e_0}{c} \frac{\vec{r}^*}{r^*} \times \vec{E}, \quad (14.7-11)$$

式中

$$D^* = r^* \left(1 - \frac{v^*}{c}\right). \quad (14.7-12)$$

所得结果的一个重要特点是， t 时刻 x, y, z 处的场仅由推迟时刻 t^* 的粒子位置 r^* 和速度 \vec{v}^* 所决定，而与其它时刻的带电粒子的情况无关。

为了书写方便起见，略去*号，但仍然确认这些量为推迟量。将所得的场写成两部分。

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad \vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2, \quad (14.7-13)$$

$$\vec{E}_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 D^3} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \left(\vec{r} - \frac{\vec{v} r}{c}\right), \quad (14.7-14)$$

$$\vec{H}_1 = \frac{q}{4\pi D^3} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \cdot \vec{v} \times \vec{r}, \quad (14.7-15)$$

$$\vec{E}_2 = \frac{q\vec{r}}{4\pi\epsilon_0 c^2 D^3} \times \left[\left(\vec{r} - \frac{\vec{v}r}{c} \right) \times \dot{\vec{v}} \right], \quad (14.7-16)$$

$$\vec{H}_2 = -\frac{q}{4\pi} \left[\frac{\vec{r} \times \dot{\vec{v}}}{cD^2} + \frac{(\vec{r} \times \vec{v})(\vec{r} \cdot \dot{\vec{v}})}{c^2 D^3} \right]. \quad (14.7-17)$$

\vec{E}_1, H_1 与加速度 $\dot{\vec{v}}$ 无关,是匀速运动的带电粒子所产生的场,在远处, D 和 r 可以看成同量级,则 \vec{E}_1, H_1 随 $\frac{1}{r^2}$ 趋于零。实质上,它就是匀速运动带电粒子所产生的电场和磁场,

这个场不能辐射到远方。

二、只有当粒子有加速(减速)运动的条件下,才存在场 \vec{E}_2, H_2 ,按 r^{-1} 衰减。因此在远处,运动带电粒子的场主要项是 \vec{E}_2, H_2 ,即辐射到远方的辐射场。由 \vec{E}_2, H_2 可以直接看出,略去足标“2”后写成

$$\frac{r}{c} \vec{H} = \epsilon_0 \vec{r} \times \vec{E}, \quad \vec{r} \cdot \vec{E} = 0, \quad (14.7-18)$$

也就是说 $\vec{r}, \vec{E}, \vec{H}$ 是相互垂直的。场的绝对值有如下关系

$$|\vec{H}| = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{E}|. \quad (14.7-19)$$

这是典型的平面电磁波或称横场。

对于辐射场,考虑两种特殊情况即纵向和横向加速运动。对于纵向加速运动, $\dot{\vec{v}} \parallel \vec{v}$,由(14.7-16)和(14.7-17)式可得

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2 D^3} \vec{r} \times (\vec{r} \times \dot{\vec{v}}), \quad (14.7-20)$$

$$\vec{H} = -\frac{q\vec{r}}{4\pi c D^3} (\vec{r} \times \dot{\vec{v}}). \quad (14.7-21)$$

在球坐标下,令 \vec{v} 和 $\dot{\vec{v}}$ 的方向和 $\theta=0$ 的轴一致,

$$v_r = v \cos\theta, \quad v_\theta = -v \sin\theta, \quad v_\phi = 0 \quad (14.7-22)$$

则

$$E_\theta = \frac{q\dot{v}}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \cdot \frac{\sin\theta}{(1-\beta\cos\theta)^2},$$

$$H_\phi = \frac{q\dot{v}}{4\pi cr} \cdot \frac{\sin\theta}{(1-\beta\cos\theta)^2}, \quad (14.7-23)$$

式中

$$\beta = v/c, \quad (14.7-24)$$

能流

$$S = \frac{q^2 \dot{v}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^6} \quad (14.7-25)$$

由上式可见, 当 $\beta \ll 1$ 时, 能流与 $\sin^2 \theta$ 成正比, 辐射主要向垂直于粒子运动方向发射, 即向粒子运动的两侧辐射。当 $\beta \approx 1$ 时, 则辐射集中在 $\theta \approx 0$ 的小范围内, 即沿粒子运动方向辐射。

单位时间带电粒子辐射出的能量为

$$\frac{dU}{dt} = \frac{q^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{\dot{v}^2}{(1 - \beta^2)^3} \quad (14.7-26)$$

对于横向加速运动, 即 $\dot{v} \perp v$, 则辐射场 (14.7-16) 和 (14.7-17) 式化为

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2 D^3} \vec{r} \times \left[\left(\vec{r} - \frac{v}{c} r \right) \times \dot{v} \right], \quad (14.7-27)$$

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\vec{r}}{r} \times \vec{E} \quad (14.7-28)$$

在如图14.7-1所示的球坐标系中, 能流和单位时间辐射出的能量为

$$S = \frac{q^2 \dot{v}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2 (1 - \beta \cos \theta)^6} \left[- (1 - \beta^2) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + (1 - \beta \cos \theta)^2 \right], \quad (14.7-29)$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{q^2 \dot{v}^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 (1 - \beta^2)^2} \quad (14.7-30)$$

三、电子在非真空介质中作匀速运动, 当速度 v_0 大于介质中的光速 $c/n = c'$ (n 为介质的折射系数), 将发射出局限在以粒子为锥顶的锥体内的电磁辐射——切仑可夫辐射。这种辐射与流体力学中超音速运动的粒子形成以粒子为锥顶的冲击波相似。

在如图14.7-2所示的锥体内的任一点 P , 电子有两点的位置发射的电磁波可以同时到达该点。因此该点的势为 (14.7-5) 和 (14.7-6) 式的两倍, 即

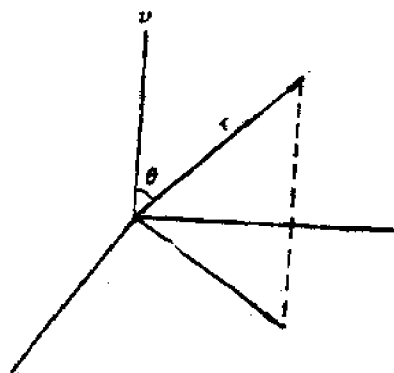


图14.7-1 横向加速运动坐标系

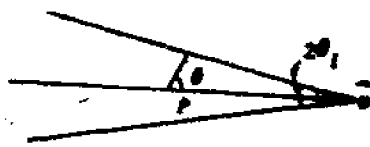


图14.7-2 切仑可夫辐射的锥体区域示意图

$$\varphi = \frac{2q}{4\pi\epsilon r^*(1-v_0^2/c'^2)}, \quad (14.7-31)$$

$$\vec{A} = \frac{2\mu q v_0}{4\pi r^*(1-v_0^2/c'^2)}. \quad (14.7-32)$$

将推迟量换为瞬时量, 即

$$r^* \left(1 - \frac{v_0^2}{c'^2}\right) = \left[r_{\perp}^2 \left(1 - \frac{v_0^2}{c'^2}\right) + r_{\parallel}^2\right]^{1/2}, \quad (14.7-33)$$

式中 r_{\perp} , r_{\parallel} 分别表示 \vec{r} 在垂直和平行于 \vec{v}_0 方向的分量。由此得

$$\varphi = \frac{q}{2\pi\epsilon [r_{\perp}^2(1-\beta'^2) + r_{\parallel}^2]^{1/2}}, \quad (14.7-34)$$

$$A = \frac{\mu q v_0}{2\pi [r_{\perp}^2(1-\beta'^2) + r_{\parallel}^2]^{1/2}}, \quad (14.7-35)$$

式中 $\beta' = v_0/c'$, 其场强为

$$\vec{E} = \frac{q}{2\pi\epsilon [r_{\perp}^2(1-\beta'^2) + r_{\parallel}^2]^{3/2}}, \quad (14.7-36)$$

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{\vec{v}_0}{c'} \times \vec{E}. \quad (14.7-37)$$

由图14.7-2可见, 锥的张角 2θ , 可由下式决定

$$\sin\theta = \beta'^{-1}. \quad (14.7-38)$$

引进辐射方向与 \vec{v}_0 的夹角 θ , 可称为切仑可夫辐射角。

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \theta_1, \quad (14.7-39)$$

因此

$$\cos\theta = \beta'^{-1}. \quad (14.7-40)$$

在 $v=c$ 的极限条件下

$$\cos\theta_0 = n^{-1}. \quad (14.7-41)$$

§ 14.8 空气的电离、复合动力学

一、核爆炸电磁现象的一个基本过程是辐射产生空气(或介质)的电离, 而后自由电子和离子复合, 或者通过中性原子复合。这种电荷分离和消失的过程导致了各种各样的电磁现象, 因此弄清电离、复合过程对于探讨核爆炸电磁现象是十分必要的。

产生空气电离的源有两类, 一类是 γ 辐射、X 射线与空气分子作用所散射出的康普顿电子, 而这些电子又继续使周围空气离化, 产生次级电子。中子在空气运行过程中使空气离化以及 β 射线使空气离化等, 这一类源不妨称为外源。单位时间内在单位体积产生的电子数称

为源强，用 $S(t)$ 表示，它与空气的离子数密度无关。第二类是碰撞电离，例如温度升高，大气的光致电离等，这类源不妨称为内源。源强与负离子数密度 N_- 成正比。对于光致电离

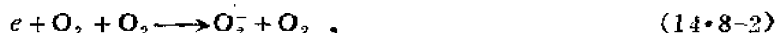
$$S_i(t) = I_a N_- ,$$

式中 I_a 为光致电离系数， $I_a \approx 0.44$ 1/秒。这一项只有在几十公里高空才有意义，在低空可不予考虑。电离过程一般可以表示为



即分子（原子） A 吸收了 ΔE 能量后，离化为自由电子和正离子，例如当康普顿电子与原子相碰时，每产生一对电子离子能量大约损失85电子伏，而当空气基本电离后，每产生一对电子离子，只损失能量33电子伏，所以一百万电子伏的康普顿电子将产生约30000电子——离子对。

电子的复合过程可以分为以下几种，电子在氧分子上的附着过程，使得中性氧分子为负离子，这是空气中自由电子消失的主要过程，其反应式可以表为



式中多一个 O_2 是为了反应前后能满足动量守恒而引进的。单位时间单位体积自由电子的消失个数为 ΓN_e ， Γ 为氧的附着系数， N_e 为自由电子数密度，

$$\Gamma = 1.54 \times 10^8 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \text{1/秒} , \quad (14.8-3)$$

式中 ρ_0 ， ρ 分别为海平面标准状态下和任意条件下大气密度。

正负离子复合，其反应过程同样需要考虑第三者——分子 A 参加，写成

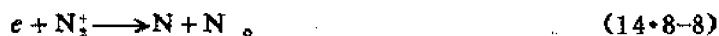


因而离子消失率与正、负离子数密度 N_+ ， N_- 成正比，等于 $\alpha_1 N_+ N_-$ ， α_1 为复合系数，

$$\alpha_1 \approx 2 \times 10^{-7} + 2.1 \times 10^{-8} (\rho/\rho_0) \text{厘米}^3/\text{秒} \quad (14.8-6)$$

与大气密度关系不大。

当自由电子和离子数密度很高时，电子和正离子的分解复合成为可能，其反应过程为



该过程中，电子消失率与 N_+ ， N_- 成正比，等于 $\alpha_2 N_+ N_+$ ， α_2 为分解复合系数，

$$\alpha_2 \approx 2 \times 10^{-7} \text{厘米}^3/\text{秒} . \quad (14.8-9)$$

二、上述过程可以归纳为电离-复合方程

$$\frac{dN_e}{dt} = S(t) - \Gamma N_e - \alpha_1 N_+ N_- , \quad (14.8-10)$$

$$\frac{dN_+}{dt} = S(t) - \alpha_1 N_+ N_+ - \alpha_2 N_- N_+ , \quad (14.8-11)$$

$$\frac{dN_-}{dt} = \Gamma N_e - \alpha_1 N_+ N_- , \quad (14.8-12)$$

显然这组方程满足电荷守恒定理，即

$$N_+ = N_e + N_-。$$

现在来研究这组方程的一些近似解。一般说来， ΓN_e 的变化比 $\alpha_e N_e N_+$ 快得多，因而在 (14·8-10) 式可以略去右边的第三项，则

$$\frac{dN_e}{dt} = S(t) - \Gamma N_e。 \quad (14\cdot8-13)$$

解为

$$N_e = e^{-\Gamma t} \int_0^t S(t') e^{\Gamma t'} dt'。 \quad (14\cdot8-14)$$

如果假定 $S(t)$ 的变化与 Γ 相比较为缓慢，则

$$N_e = S/\Gamma。 \quad (14\cdot8-15)$$

在核反应增殖阶段， $S(t)$ 的形式可以写为

$$S(t) = S_0 e^{\alpha t}， \quad (14\cdot8-16)$$

则

$$N_e = \frac{S}{\Gamma + \alpha}。 \quad (14\cdot8-17)$$

如果 $S(t)$ 理解为康普顿电子产生次级电子的源强，上式就是次级电子的数密度。

当源函数经过极大值，随时间缓慢下降时，离子产生率处于平衡情况下，即 $N_+ \approx N_-$ ，则电离-复合方程简化为

$$S = \alpha_e N_+^2， \text{ 或 } N_+ \approx \sqrt{S/\alpha_e}， \quad (14\cdot8-18)$$

若源函数随时间衰减表为 $S_0 e^{-\beta t}$ ，则离子数密度随时间下降率较源函数为慢，即

$$N_+ \approx N_- = \sqrt{\frac{S_0}{\alpha_e}} e^{-1/2\beta t}。 \quad (14\cdot8-19)$$

这点表明在核爆炸 γ 辐射作用下，离子数密度消失过程是比较缓慢的。在后一章中将看到，正是这个原因，使得爆炸源附近的电场有比较长的持续时间。

当源消失以后， $N_- \approx N_+$ ，则 (14·8-11) 式化为

$$\frac{dN_+}{dt} = -\alpha_e N_+^2， \quad (14\cdot8-20)$$

解为

$$N_+ = \frac{N_{+0}}{1 + \alpha_e N_{+0} (t - t_0)}。 \quad (14\cdot8-21)$$

式中 t_0 ， N_{+0} 为源消失的时间和该时刻的离子数密度。可见，当源消失后，离子很快消失，空气恢复成中性。

在源函数 $S(t)$ 和有关系数已知的条件下，不难通过数值求解电离-复合方程求得有关结果。图 14·8-1 给出了 γ 辐射虚拟的通量 $\Phi_\gamma(t)$ ，除于 γ 辐射的自由程便得康普顿电子的源函数 $S(t)$ 。由 $S(t)$ 求得的电子数密度 $N_e(t)$ 和负离子密度 $N_-(t)$ 如图 14·8-2 和 14·8-3 所示。关于它们的特点，将在 § 15·3 中结合空气电导率和康普顿电流来讨论。

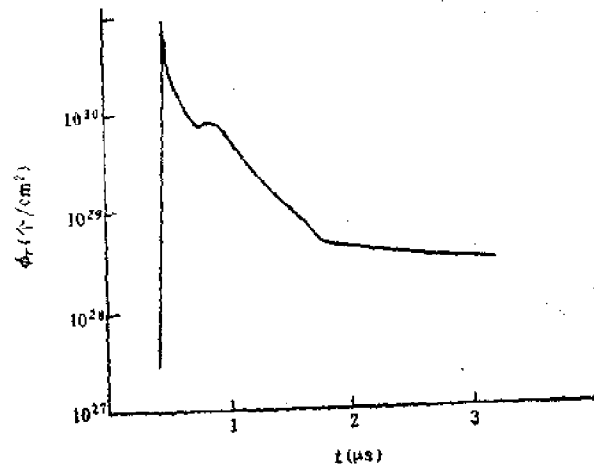


图14-8-1 虚拟 $\phi_r(t)$

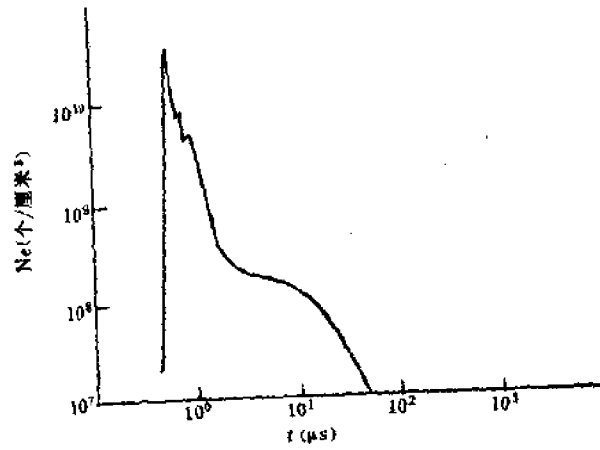


图14-8-2 电子数密度 $N_e(t)$

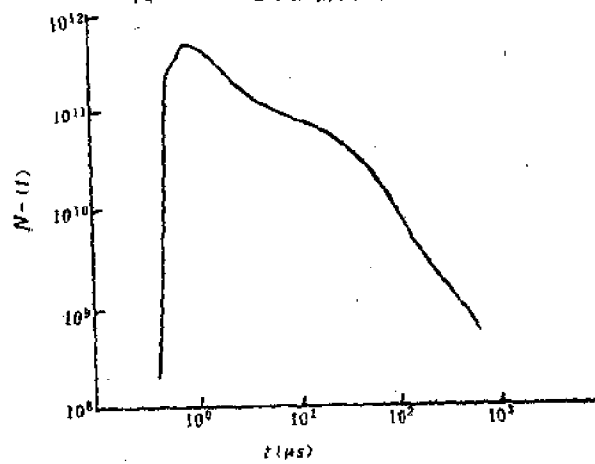


图14-8-3 负离子数密度 $N_-(t)$

以上讨论的只是低层大气的电离复合过程。大当量空中爆炸时，烟云中放射性产物的缓发 γ 辐射和 β 射线在几十公里高空引起附加电离的过程中，电离-复合方程中还需要考虑光致电离的项。上述一些近似也就不再成立，一般可以通过计算机求解，从而求得电子数密度在附加电离区的时空分布。同样，几十公里以上的高度的高空核爆炸的瞬发 γ 辐射和中子以及缓发 γ 辐射和 β 射线也都会在爆点下方某高度的大气层造成大范围的附加电离区。也需要分瞬发和缓发两种情况求解电离-复合方程，以求得电子数密度的时空分布。电子数密度的时空分布对于判断、解释核爆炸对短波通信的影响是有重要意义的。

三、在上述讨论中，忽略了电场对附着系数的影响。当电场强度大于 10^6 伏/米时，不仅影响附着系数，而且会发生雪崩现象，即当场强足够高时，空气在场的激发下迅速大量产生次级电子，其产生率用雪崩系数 G 表示。当雪崩发生后，由于存在大量电子，从而使空气击穿，发生放电，随后场强迅速下降。这个现象在自然闪电中是经常发生的。在核爆炸的情况下，由于场强一般不会超过 10^6 伏/米，故雪崩发生的可能性较小。

在考虑雪崩效应后，(14·8-10)式应改写为

$$\frac{dN_e}{dt} = S(t) - (\Gamma - G)N_e - \alpha_e N_e N_+ \quad (14\cdot8-22)$$

Γ 、 G 与场强 E 的关系与大气密度有关。令标准状态下海平面大气密度为 ρ_0 ， $\eta_r = \rho/\rho_0$ ， Γ/η_r 、 G/η_r 在不同 η_r 下随 E/η_r 的变化见图14·8-4。在我们后面关于NEMP的讨论中，因为最大场强 E 也不过 10^6 伏/米的量级，所以不再考虑雪崩效应。

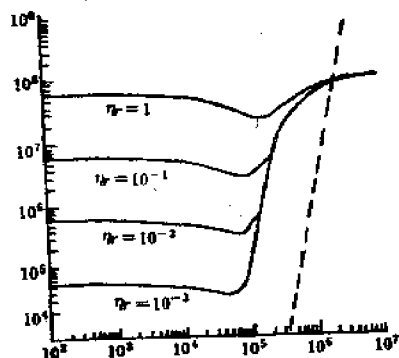


图14·8-4 Γ/η_r 、 G/η_r 纵轴随 E/η_r 横轴的变化
 —— Γ/η_r ; —— G/η_r ;
 当 $E/\eta_r > 10^5$, $G/\eta_r = 1.22 \times 10^{-7} \times (E/\eta_r)^{2.5}$

参 考 文 献

- [1] 段中, 核武器爆炸电磁现象 (1977) "国防电子工程情报"增刊.
- [2] C. L. Longmire *IEEE Trans. A-P26* (1978).
- [3] *United Nation, Report of The Conference of Experts To Study The Possibility of Detecting Violation of A Possible Agreement on The Suspension of Nuclear Test.*
U. N. Dec. 5/4031. Aug. 28, 1958.
- [4] W. J. Karzas, R. Latter., *Phys. Rev.*137 (1965), 1369.
 V. Gilinsky, *Phy. Rev.*137 (1965), 1.
- [5] H. J. Longley, C. L. Longmire LA-4036 (1969) .1.
Development and Testing of LBMP 1.
- [6] 张宗燧: 电动力学及狭义相对论, 曹昌祺: 电动力学.
- [7] F. L. Hill, *Radio and Electronic Eng.*30 (1965), No. 2.

第十五章 核电磁脉冲

§ 15.1 核电磁脉冲产生的机理——康普顿电流模型

一、核爆炸早期的核反应过程中产生的瞬发 γ 辐射, 穿出弹体进入大气后, 其平均能量 \bar{E}_γ 约1MeV。在这个能量范围内, γ 辐射与空气的相互作用主要是康普顿散射。散射出的电子(称康普顿电子)从 γ 辐射能量中取得动能, 大体上沿着原 γ 辐射的方向(参见表13·2-2), 即以爆心为原点的径向, 以接近于光速的速度向外运动, 形成康普顿电流 \vec{I}_c 。

康普顿电子在运动过程中与空气分子碰撞, 使空气分子电离, 产生大量的次级电子和正离子, 平均每百万电子伏约产生 3×10^4 个次级电子, 这些电子不再具有高速径向飞行的特点。电子和离子对的主要贡献是使空气的电导率 σ 大大增加。

康普顿电子沿径向飞出的结果, 造成了爆心附近的电荷分离, 使爆心附近缺少电子, 远处电子过剩, 从而形成一个大体是径向的电场 \vec{E} , 以阻止康普顿电子继续向外运动, 同时由于空气电导率增加, 在电场 \vec{E} 的作用下形成了回电流 $\sigma\vec{E}$ 以抵消康普顿电流。

康普顿电流 \vec{I}_c , 回电流 $\sigma\vec{E}$ 和空间电荷 ρ 随 γ 辐射的时间谱的变化, 并互相转化, 从而激励电磁脉冲(NEMP)。由于康普顿电流是激励NEMP的主要因素, 因而这种激励机理就简称为康普顿电流模型。

康普顿电流直接起源于 γ 辐射源。C. L. Longmire等人指出, 对于近地面爆炸, 不仅要考虑反应过程的瞬发 γ 辐射源(它给出了康普顿电流及其激励的NEMP的前沿部分), 还需要考虑其它激励NEMP的 γ 辐射源。那就是说, 需要考虑瞬发中子在弹体、土壤和空气中的非弹性散射和俘获所引起的次级 γ 辐射源随时间的变化。前引文献给出了虚拟爆炸源的 γ 辐射源随时间变化的全过程的图示, 见第十三章中图13·6-1。因此不妨认为时间在(10^{-4} — 10^{-6})秒以前的早期 γ 辐射都是产生康普顿电流、激励NEMP的源。

在极端理想化的条件下, 如果康普顿电流 \vec{I}_c 是完全球形对称的话, 就不可能向外辐射电磁能量, 也就不存在NEMP。当 \vec{I}_c 是球对称, 电场强度也是径向且球对称, 那么 \vec{E} 的旋度为零。由麦克斯韦方程(14·3-2)式可知

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} = 0, \quad (15.1-1)$$

因而 $\vec{B} = 0$, 在球坐标下,

$$\vec{B} = 0, \quad E_\theta = E_\phi = 0, \quad E_r \neq 0, \quad (15.1-2)$$

而 \vec{E} 直接有赖于 \vec{I}_c , 即由(14·3-4)式可得

$$\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_r}{\partial t} + \sigma \vec{E}_r = -\vec{I}_c, \quad (15.1-3)$$

当时间足够长时, 位移电流项 $\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_r}{\partial t} \ll \sigma \vec{E}_r$ 时,

$$E_r = -\frac{J_z}{\sigma}, \quad (15.1-4)$$

可见在 $J_z = 0$ 的空间, E_r 必为零, 换句话说 E_r 不能脱离电流源单独存在, 场不能向远方辐射。

由此可见, 核爆炸能产生向外辐射NEMP的必要条件之一是必须存在不对称因素。

实际上, 不对称因素总是存在的。就大气层核爆炸而言, 不对称因素主要有: 1. 大地与空气的交界面, 2. 大气密度随高度的指数分布, 3. 地球磁场存在, 4. 核装置本身的不对称性。这几种不对称性往往是交错存在的, 对于近地面爆炸, 不对称主要由 1. 引起, 对于在几公里到几十公里的高度上爆炸, 则 2. 是主要的。对于外层空间爆炸, 外层空间与大气层的界面和 3. 4. 则是主要的不对称因素。

不同爆炸高度, NEMP 的强弱是不同的, 造成NEMP随爆炸高度变化主要原因就是因为高度不同, 不对称因素不同引起的。

二、虽然产生康普顿电流的主要源是 γ 辐射, 但是高能中子, 热 X 射线和地磁场的影响, 作为源也是构成NEMP的复杂波形的重要因素。

对于氢弹爆炸, 热核反应过程中产生大量高能中子, 这些高能中子在运动过程中与氧、氮的原子产生 (n, γ) , (n, p) 和 $(n, 2n)$ 等反应, 除释放出次级 γ 辐射外, 还释放出质子和 α 粒子流。这些大体上沿径向运动的粒子流将产生与康普顿电流 J_z 方向相反的电流 J_r , 同时产生大量次级电子, 使得空气电导率增加。由此也同样会产生附加的径向电场。由于质子和 α 粒子流的速度小, 射程短, 附加的电场比 γ 辐射造成的场小得多。但是高能中子的出现, 使得 γ 辐射所建立的径向场发生振荡, 且使电流源发生振动。因此, 它可能是形成氢弹爆炸NEMP前沿部分高频振荡的主要原因。

一般, 热 X 射线的发射比瞬发 γ 辐射要晚, 热 X 射线是在 γ 辐射已建立的电场和电离环境中使空气产生更多的电离, 造成附加的电导率 σ_x , 从而使回电流增加为 $(\sigma + \sigma_x)E$, 回电流增加破坏了 σE 和 J_z 的平衡, 而使径向场迅速减小, 因此, $\sigma_x E$ 的贡献, 可能使得 NEMP 波形中迭加一个小的脉冲。

高速运动的康普顿电子, 在地磁场的作用下, 其运动轨道发生偏转, 因此使得康普顿电流 J_z 的径向分量 J_r 略有减小, 同时出现横向电流分量 J_t 。如果电子的射程为 R_e , 在地磁场中的回转半径为 R_L ,

$$R_L = \frac{m}{e} \cdot \frac{v_{\perp}}{B_0}。 \quad (15.1-5)$$

那么横向和径向电流的关系可以近似估计为

$$J_t \approx J_z \frac{R_e}{2R_L}, \quad (15.1-6)$$

式中 m_e 为电子质量, v_{\perp} 为垂直于地磁场的速度分量, B_0 为地磁场的磁感应强度。

在靠近地面附近, J_t 比 J_z 小得多, 但是横向电流 J_t 的存在, 使得NEMP的前沿出现快讯号, 而且随着观测点在爆心东方和西方呈现出东正、西负的现象。

当爆炸高度增加, $\frac{J_t}{J_z}$ 的比值也随着增加, 在高度为30公里附近, J_t 和 J_z 同量级, 横向电

流对NEMP的贡献就必须做细致的考虑。

综上所述，NEMP的激励过程可以归纳如图15·1-1。

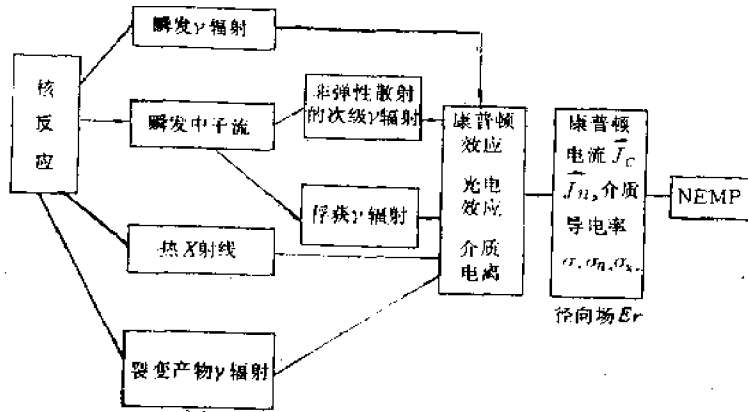


图15·1-1 激励NEMP的示意图

§ 15·2 NEMP的特点

NEMP的波形不仅与核装置的特点和爆炸的性质有关，而且与爆炸的方式有关。不同类型的爆炸，在不同距离上，波形的特点也不相同。根据波形的特点，可以把NEMP传播到的区域划分为下列三个区域，即把距离爆心几公里以内的称为源区，几公里到近百公里范围内为近区，百公里以远的区域为远区。在这一节中，我们主要介绍源区和近区NEMP的特点。

由于公开文献中报道的实测波形很少，我们只能根据少量的实测波形和理论计算及分析的结果进行介绍。

一、源区电场的特点是场强幅值大，峰值在 $(10^4 \sim 10^5)$ 伏/米左右；持续时间长，有的长达秒的量级。在波的前沿部分高频分量丰富。除了前沿部分的振荡部分外，主要由两个准半周组成，前一个准半周的时间短，几十到几百微秒，第二个准半周的时间很长，有一个很长的平台。其频谱很宽，从几赫到 10^8 赫，示意如图15·2-1。

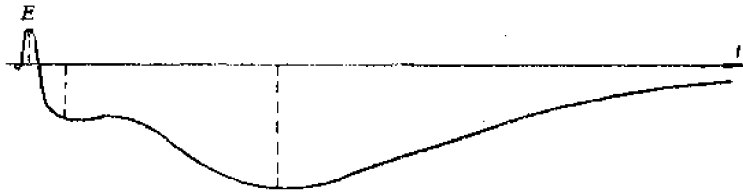


图15·2-1 源区电场波形示意图

源区在地面附近主要是垂直电场，而水平电场小于垂直电场1~2个量级。

地面爆炸时，源区的场是低阻抗场，在MKSA单位制中， $B_0 > \mu E_0 / Z_0$ ，其波形是由一个有振荡的负准半周和正准半周组成，其幅值在10高斯或 $(10^{-3} \sim 10^{-4})$ 韦伯/米²量级，总的持续时间远小于电场的持续时间，示意如图15·2-2。对于地面观测点，除 B_0 外，其它方

向的分量都很小，可以近似认为等于零。

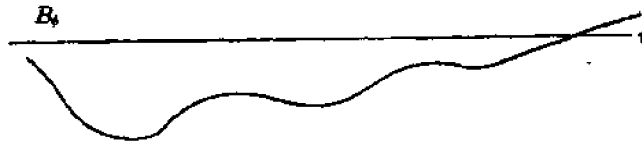


图15·2-2 源区磁场波形示意图

随着爆炸高度增加，磁场迅速下降，电磁场的特点由低阻抗场转变为高阻抗场。

二、随着距爆心距离的增加，电场波形的高频分量迅速衰减，幅度也随着下降，总的持续时间变短，负半周中拖得很长的后尾消失，过渡到有三个准半周，持续时间约几百微秒的近区NEMP波形。

§ 14·1中已经给出了苏联人提供的原子弹和氢弹的波形。图15·2-3给出美国人提供的距爆心44.6公里测得的波形。分析比较这些近区的波形，可以看出有以下的特点：

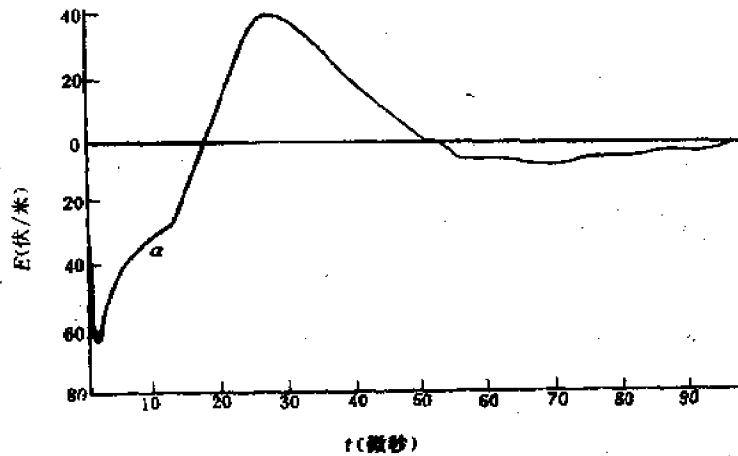


图15·2-3 近区电磁脉冲波形

原子弹波形（图14·1-1和15·2-3）有三个准半周。氢弹的波形（见图14·1-2）虽然复杂，但也可把有多个过零振荡的MN段看成一个准半周，那么氢弹爆炸的波形也是由三个准半周组成。二者的重要区别是，原子弹爆炸波形前沿上升时间约微秒级，比较稳定，在前沿上仅出现一个拐点 α [注]，过峰值后，波形单调、光滑地过渡到第二个准半周。对于氢弹，前沿上升时间比前者略短，第一个准半周上迭加了五个较小的准半周，这四个峰值，不仅反映了热核爆炸与原子弹爆炸的在核反应上的差异，而且可能反映了核装置结构的某些特点。

不论是原子弹，还是氢弹爆炸，不论是地面还是低空爆炸，近区波形的第一准半周总是负极性的。

近区波形的频谱分布为连续谱，波形图15·2-3的频谱分布如图15·2-4所示。由图可见，近区NEMP的频谱分布在100千赫以下，主频在（10—20）千赫附近，但是随着距离的增加，高频分量损失较多，频谱分布逐渐向低于100千赫转移，且主频率也逐渐低于（10—20）千赫

[注] 提供这个波形的作者解释说， α 拐点的出现乃是地面波和直达波迭加的结果。从标度后的时间分析来看，这个解释似乎难以成立。实际上， α 拐点可能反映了裂变装置的某种爆炸过程，拐点可能有也可能没有。

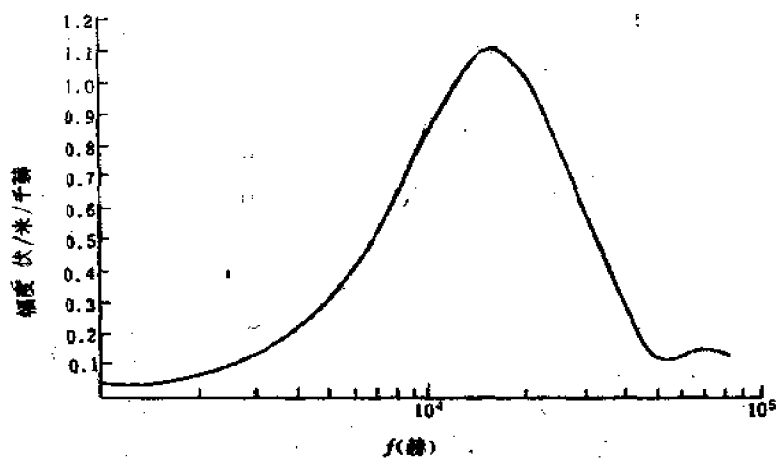


图15-2-4 近区NEMP的频谱

§ 15.3 康普顿电流、空气电导率

一、康普顿电流和由空气电导率而产生的 σE 是激励 NEMP 的源。因此从 γ 辐射的迁移理论出发，再通过 γ 辐射的康普顿散射过程，详细讨论康普顿电流的时、空变化规律，尤其是随径向的变化规律，以及研究NEMP反过来对康普顿电子运动的影响，这对于得到比较准确的NEMP的结果，是十分必要的。关于这方面的详细论述，可参阅文献[2]。这里仅介绍较粗略的理论，但是这个理论既反映了实质性的物理过程，也能用来做定量的计算，无非是误差大些，这一点在实际使用方面并不带来多大问题。

康普顿散射过程中的散射电子是有一定角分布的，角分布的规律决定于入射 γ 辐射的能量，但主要是向前散射（见第十三章）。因此可以假定康普顿电子是向前散射的，即康普顿电子大体沿径向运动。康普顿电子动能的大小与散射角分布有关，在向前散射的近似下，不妨假定电子的动能约为入射 γ 光子能量的一半左右。

康普顿电子在运动过程中，能量损失殆尽的射程，由于多次散射的影响，并不能代表电子的向前平均自由程。后者只有前者的 $\frac{2}{3}$ 左右，电子的射程可以近似取为

$$R_e = R_{e0} \frac{\rho_0}{\rho}, \quad (15.3-1)$$

式中 ρ_0 、 ρ 分别为海平面和某高度上的大气密度，海平面的 R_{e0} 的数值参见表15-3-1。

表15-3-1 空气中电子射程 R_{e0}

电子能量 (百万电子伏)	0.5	0.7	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0
R_{e0} (厘米)	154.7	242.8	379.7	603.2	815.2	1276.1	1709.2

将距爆心 r 处的早期 γ 辐射或能量通量写为

$$\dot{\Phi}_\gamma = \frac{N_\gamma}{4\pi r^2} e^{-r/\lambda} f(t-r/c), \quad (15.3-2)$$

式中 N_γ 为 γ 辐射能量, 单位为 MeV, 并且

$$\int_0^\infty f(t-r/c) dt = 1. \quad (15.3-3)$$

$f(t)$ 可由图 13.6-1 求出, 实际上它是与装置的特点极有关的函数。

二、由康普顿散射可得 r 处单位时间单位体积内生成的康普顿电子数, 即生成康普顿电子的源函数为

$$S(r) = \frac{1}{\lambda} \dot{\Phi}_\gamma. \quad (15.3-4)$$

康普顿电子生成的同时, 经过射程 R_e 后消失。令电子速度为 \bar{V} , 电子的平均寿命为 R_e/\bar{V} ,

则单位体积内的消失率为 $\frac{\bar{V}}{R_e} N_e(r, t)$ 。因此康普顿电子的平衡方程为

$$\frac{dN_e}{dt} = S(r, t) - \frac{\bar{V}}{R_e} N_e(r, t). \quad (15.3-5)$$

将 (15.3-2) 代入 (15.3-4) 式, 再代入上式求解, 得

$$\begin{aligned} N_e(r, t) &= \frac{N_\gamma}{4\pi r^2} \frac{1}{\lambda} e^{-r/\lambda} e^{-\frac{\bar{V}}{R_e}(t-r/c)} \int_{t-R_e/\bar{V}}^t e^{\frac{\bar{V}}{R_e}(t'-r/c)} f(t'-r/c) dt' \\ &\approx \frac{N_\gamma}{4\pi r^2 \lambda} e^{-r/\lambda} \int_0^{R_e/\bar{V}} f(\tau-\tau') d\tau', \end{aligned} \quad (15.3-6)$$

在标准状态大气中, $R_e/\bar{V} \approx 10^{-8}$ 秒, 在这么短的时间内, 可以认为 f 变化很小, 那么

$$N_e(r, t) \approx \frac{R_e}{\bar{V}} \frac{1}{\lambda} \dot{\Phi}_\gamma(r, t), \quad (15.3-7)$$

由此可得康普顿电流

$$\vec{J}_e = -N_e e \vec{V}. \quad (15.3-8)$$

在忽略地磁场的影响下, $\vec{r} = r\vec{e}_r$, 则

$$\vec{J}_e = -e N_\gamma \frac{e\bar{V}}{R_e \lambda} \frac{e^{-r/\lambda}}{4\pi r^2} \int_0^{R_e/\bar{V}} f(\tau-\tau') d\tau' \quad (15.3-9)$$

或

$$\vec{J}_e \approx -e \frac{R_e}{\lambda} e \cdot \dot{\Phi}_\gamma. \quad (15.3-10)$$

以上就是求得的康普顿电流的表达式。

三、现在来讨论空气的导电率。令 P_s 为一个康普顿电子产生的次级电子数，则次级电子的产生率即源函数 S_s 为，

$$S_s(r, t) = \frac{V}{R_s} P_s N_s \quad (15.3-11)$$

由 § 14.8 的 (14.8-15) 式，得次级电子数密度为

$$\begin{aligned} N_s &= \frac{V}{R_s} \frac{P_s}{\Gamma} N_s \\ &= \frac{P_s}{\Gamma} \frac{V}{\lambda R_s} \frac{N_\gamma}{4\pi r^2} e^{-r/\lambda} \int_0^{r/\lambda} f(\tau - \tau') d\tau' \end{aligned} \quad (15.3-12)$$

或

$$N_s \approx \frac{P_s}{\Gamma} \frac{1}{\lambda} \dot{\Phi}_\gamma \quad (15.3-13)$$

如果 $S(t)$ 以 $S_0 e^{\alpha t}$ 形式增长，即 $f(t) \sim e^{\alpha t}$ ，利用 (14.8-17) 得

$$N_s \approx \frac{P_s}{\Gamma + \alpha} \frac{1}{\lambda} \dot{\Phi}_\gamma \quad (15.3-14)$$

由此可得电子电导率

$$\sigma_s = N_s e \mu_s \quad (15.3-15)$$

如果不计电场的影响，空气中的电子迁移率可采用以下经验公式

$$\mu_s \approx 0.3 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right) \quad (15.3-16)$$

在 MKSA 单位制中， μ_s 的单位为米²/伏·秒。

考虑到 γ 辐射的衰减长度 λ 与 ρ 的关系， $\lambda = \lambda_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)$ ，则

$$\sigma_s = 0.3 \frac{P_s}{\lambda_0 \Gamma} e \dot{\Phi}_\gamma \quad (15.3-17)$$

空气的离子电导率在不同的时刻有二种不同的形式，正如 § 14.8 的讨论那样，当 $f(t)$ 过极大后， $\frac{dN_s}{dt} \approx 0$ ， $N_s \approx N_{s0}$

$$\begin{aligned} N_s &\approx \left[\frac{V R_s}{R_s \alpha} N_s \right] \\ &= \frac{V P_s}{R_s \alpha \lambda} \frac{N_\gamma}{4\pi r^2} e^{-r/\lambda} \int_0^{r/\lambda} f(\tau - \tau') d\tau' \end{aligned} \quad (15.3-18)$$

或

$$N_s \approx \frac{P_s}{\alpha \lambda} \dot{\Phi}_\gamma \quad (15.3-19)$$

当源消失即 $f(t) \approx 0$ 以后, 离子数密度应取另一种形式, 即

$$N_- = \frac{N_{-0}}{1 + \alpha_r N_{-0} (t - t_0)}, \quad (15.3-20)$$

式中 t_0 为 $f(t) \approx 0$ 的时刻, N_{-0} 为该时刻的离子数密度。作为一个近似不妨认为

$$\begin{aligned} N_{-0} &= \int_0^{t_0} N_r \Gamma dt \\ &\approx \frac{P_r}{\lambda} \frac{e^{-r/\lambda}}{4\pi\gamma^2} N_r. \end{aligned} \quad (15.3-21)$$

那么离子电导率为

$$\sigma_i = 2N_- e\mu_i. \quad (15.3-22)$$

空气中离子迁移率取

$$\mu_i \approx 2.5 \times 10^{-4} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right) \text{ 米}^2/\text{伏} \cdot \text{秒}. \quad (15.3-23)$$

最后可得空气的总电导率为

$$\sigma = N_e e\mu_e + 2N_- e\mu_i. \quad (15.3-24)$$

虽然空气电导率由电子电导率和离子电导率组成, 但在不同时间阶段和对不同区域, 这二项的贡献是不同的。对于近区以远的辐射场而言, 主要考虑的因素是电子电导率, 忽略离子电导率不会带来本质的影响。如果反过来, 忽略电子电导率, 而只保留离子电导率就会带来荒谬的结果^[8]。对于源区, 离子电导率的影响是对场强的峰值有所限制, 不能超过所谓“饱和场”(见下一节的论述), 这个影响是次要的。最主要的是, 如果忽略离子电导率将得不出持续时间长达秒级的电场波形的后尾, 这是由于电子电导率迅速消失而导致场也迅速消失的缘故。

在核爆炸瞬发 γ 辐射起作用的同时, 造成回电流的电导率主要是电子电导率, 这时离子电导率很小, 可以忽略。随着瞬发 γ 辐射越过峰值而消失后, 电子电导率也随之趋于消失, 由于离子消失过程比较缓慢, 离子电导率继续对回电流做出贡献, 但因为变化过程比较缓慢, 只能激励源区的电磁场, 而不能产生辐射场。

四、为了便于计算有关的量, 将 $\dot{\Phi}_r$ 的单位表为拉德/秒, 它与 2×10^9 百万电子伏/秒厘米² 相当, 同时取海平面 γ 辐射的自由程 $\lambda_0 = 3 \times 10^2$ 米, $P_r = 3 \times 10^4$, $R_s = 4$ 米, 代入相应的公式后可以求得次级电子的源函数为

$$S_s = \frac{P_r}{\lambda} \dot{\Phi}_r = 2 \times 10^9 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \dot{\Phi}_r \quad (\text{个}/\text{厘米}^3 \cdot \text{秒}). \quad (15.3-25)$$

康普顿电流

$$I_c \approx 4 \times 10^{-8} \dot{\Phi}_r \quad (\text{安}/\text{米}^2). \quad (15.3-26)$$

电子电导率

$$\sigma_e \approx \frac{1 \times 10^{-4}}{\Gamma} \dot{\Phi}_r \quad (\text{姆欧}/\text{米}), \quad (15.3-27)$$

或用 (15·3-14) 式

$$\sigma_e \approx \frac{1 \times 10^{-4}}{\Gamma + \alpha} \dot{\Phi}_\gamma \quad (\text{姆欧/米})。 \quad (15\cdot3\ 28)$$

上面近似计算公式可以用来估算与 $\dot{\Phi}_\gamma$ 的峰值相对应的量，但可能有成倍的误差， λ_0 ， R_e 等参数的选取不同，其结果也略有差异。

即使严格的数值计算，参数选取问题仍然存在。十三章中我们曾经指出， γ 辐射传播的自由程有两种，对于剂量主要考虑吸收自由程，对于 γ 通量的减弱则主要考虑减弱自由程，一般前者大于后者（参见表13·2-2）。这里的近似公式中所用的自由程为吸收自由程。如果详细计算要考虑自由程不同带来的修正。

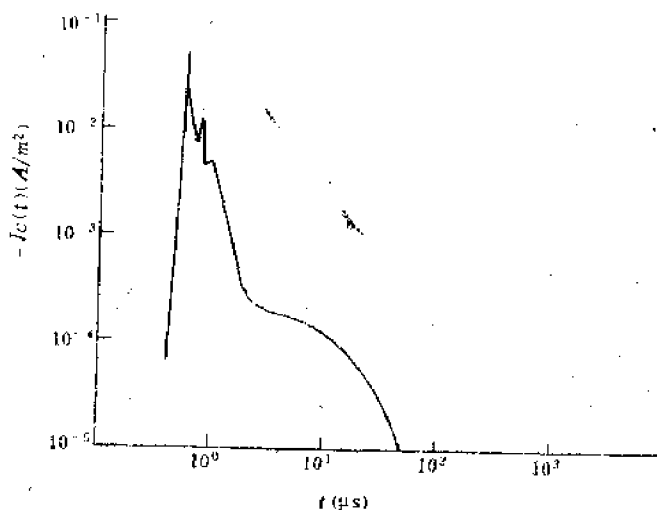


图15·3-1 康普顿电流 $J_c(t)$ 随时间的变化

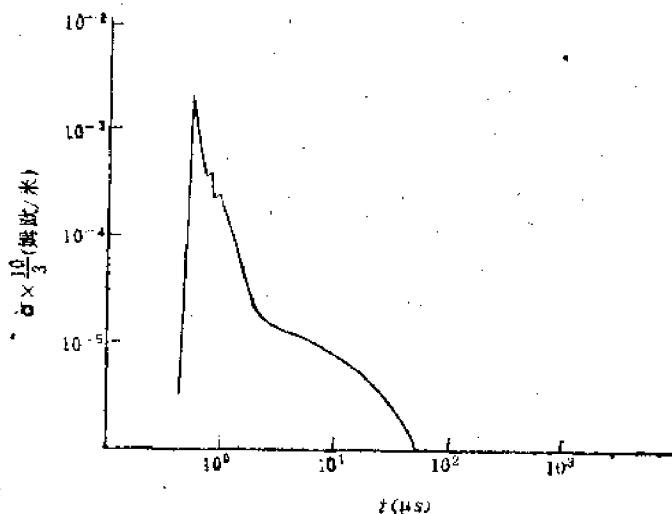


图15·3-2 电子电导率 $\sigma_e(t)$ 随时间的变化

五、根据图14·8-1给出的 $\dot{\Phi}_\gamma(t)$ ，可以求得 $-J_c(t)$ ， $\sigma(t)$ ，见图15·3-1和15·3-2。比较这三个图可见：康普顿电流的径向分量 J_c 和电子电导率 σ 和 $\dot{\Phi}_\gamma$ 的上升前沿极为相似，峰值出现的时间也极相近。为了看出 J_c 、 σ 对 $\dot{\Phi}_\gamma$ 的响应，在 $\dot{\Phi}_\gamma$ 的后沿上给了一个小振荡，相应地在 J_c 、 σ 的后沿上也出现了一个振荡，对应的时间相近。最大的差异是后沿的持续时间， J_c 、 σ 比 $\dot{\Phi}_\gamma$ 的长得多。这一点是不难理解的，因为 $\dot{\Phi}_\gamma$ 消失后，仍存在着电子-离子复合过程，复合过程使电子消失，也就使得 J_c 、 σ 随之消失，所以后沿持续时间必然比较长。

§ 15·4 源区NEMP的近似分析

上一节的讨论给出了激励NEMP的传导电流为

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \sigma \vec{E} \quad (15\cdot4-1)$$

而且 \vec{J}_c 同 σ 与 γ 辐射脉冲的关系已经建立。原则上在给定边界条件下，可以通过解麦克斯韦方程组求得NEMP，严格的计算只能通过计算机来完成。在此讨论之前，先对源区的场做一些近似讨论，这样对NEMP的基本性质和量级可以有个概略的了解，这不论对于实际应用还是对于理解、判断严格的计算结果都是有意义的。

一、爆心附近的源区，电流源基本上是对称的，在这个条件下，可以忽略磁场的旋度，那么场方程(14·3-4)式化为

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\mu_0 (\vec{J}_c + \sigma \vec{E}) \quad (15\cdot4-2)$$

在早期，当康普顿电流比回电流大得多的条件下，即

$$\vec{J}_c \gg \sigma \vec{E} \quad (15\cdot4-3)$$

则

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \vec{J}_c \quad (15\cdot4-4)$$

初始条件

$$\vec{E} = 0, \quad t = 0 \quad (15\cdot4-5)$$

将 \vec{J}_c 的近似表达式(15·3-10)代入，积分得到

$$\vec{E} = \vec{e}_r \frac{R_s e}{\lambda \epsilon_0} \int_0^t \dot{\Phi}_\gamma dt' \quad (15\cdot4-6)$$

或

$$\vec{E} = \vec{e}_r \frac{R_s e N_\gamma}{\lambda \epsilon_0} \frac{e^{-\tau/t}}{4\pi r^2} \int_0^t f(t' - \tau/c) dt' \quad (15\cdot4-7)$$

在早期， γ 辐射处在指数增长阶段，故可用

$$f(t) = ae^{at} \quad (15\cdot4-8)$$

由此可得瞬发 γ 辐射在早期增长阶段的径向电场的近似表达式

$$\vec{E} = \vec{e}_r \frac{R_e N_r}{\lambda \epsilon_0} \frac{e^{-r/\lambda}}{4\pi r^2} (e^{\sigma t} - 1). \quad (15\cdot4-9)$$

在这个阶段, 如果不忽略磁场的旋度, 而略去回电流 $\vec{\sigma E}$, 则麦克斯韦方程可化为典型的有源波动方程

$$\nabla^2 \vec{E}_r - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}_r}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}_c}{\partial t}. \quad (15\cdot4-10)$$

因此这个阶段 E_r 是以波动形式向外传播。

二、上式只适用于 γ 峰值到来时间 t_M 以前。稍后, 当 $t \geq t_M$, 回电流 $\vec{\sigma E}$ 不能再忽略, 这时 (15·4-2) 式的解为

$$\vec{E} = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_0^t \vec{J}_c e^{-\frac{r}{\lambda} - \mu_0 \int_0^{t'} \sigma dt''} dt', \quad (15\cdot4-11)$$

近似为

$$\vec{E} = \vec{e}_r E_s \left(1 - e^{-\frac{r}{\lambda} - \mu_0 \int_0^t \sigma dt''} \right), \quad (15\cdot4-12)$$

式中

$$E_s = -J_c / \sigma. \quad (15\cdot4-13)$$

显然, E_s 乃是径向电场能达到的最大稳定值, 通常称为饱和场。

在到达饱和场这段时间内, 可以认为空气电导率主要是电子电导率的贡献, 离子电导率可以忽略, 则 E_s 可以写成

$$E_s = \frac{\Gamma R_e}{\mu_e P_e}. \quad (15\cdot4-14)$$

它仅与空气的基本参数有关, 而与爆炸当量无关。在将离子电导率考虑进去以后, 饱和场的值比 (15·4-3) 式略小。若取

$$\Gamma = 10^6 \text{ 秒}^{-1}, \quad R_e = 4 \text{ 米}, \quad P_e = 3 \times 10^4, \quad \mu_e = 0.3 \text{ 米}^2/\text{伏} \cdot \text{秒}, \quad \text{则}$$

$$E_s \approx 4 \times 10^4 \text{ 伏/米}.$$

如果考虑到空气电离所需的时间, 则 E_s 值提高 1—2 个量级。

饱和场是由于空气电离而激励的, 因此它只在一定区域才存在, 这个区域的最大半径 r_0 可估计如下, 令 $t = t_M$ 时的场 (15·4-9) 式即为饱和场 (15·4-14) 式, 即

$$E_s = \frac{R_e N_r}{\lambda \epsilon_0} \frac{e^{-r_0/\lambda}}{4\pi r_0^2} (e^{\sigma t_M} - 1) = \frac{\Gamma R_e}{\mu_e P_e},$$

由此可得

$$r_0^2 e^{r_0/\lambda} \approx \frac{\mu_e \epsilon_0 P_e}{4\pi \lambda \Gamma} \Phi_0, \quad (15\cdot4-15)$$

式中

$$\Phi_0 = N_r (e^{\sigma t_M} - 1) \approx N_r e^{\sigma t_M}. \quad (15\cdot4-16)$$

这个式子显示 r_0 的大小与当量的对数成正比, 不妨近似写为

$$r_0 \approx 0.3 \ln Q + 0.48, \quad (15.4-17)$$

式中 Q 单位为千吨, r_0 为公里。

在饱和场的边界 r_0 处的康普顿电流 J_{c0} 是一仅有赖于某些参量, 而与当量无关的量, 将 (15.4-15) 代入 (15.3-10) 式, 并令

$$f(t) = \alpha e^{-\alpha t}, \quad t \leq t_M,$$

则

$$J_{c0} = \frac{\alpha \Gamma \epsilon_0 R_c}{\mu \cdot P_c}, \quad (15.4-18)$$

式中 α 取 2×10^8 秒⁻¹, 其它参数与计算 E_c 的选取相同, 则 $J_{c0} = 80$ 安/米²。

在这个阶段, 位移电流 $\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ 趋于零。麦克斯韦方程可以化为扩散方程的形式 (参见

§ 14.6)。即

$$\mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \nabla^2 \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{J}_c}{\partial t}。 \quad (15.4-19)$$

换句话说, 由于空气存在异于零的电导率, 电场以扩散的形式传播。对于地面爆炸, 在地面附近, E_c 以趋肤效应的方式向地面两侧扩散传播, 因而 E_c 只是在距地平线一个不大的角度内存在, 大于一定角度后, 即在爆心上方的相当大的空间内 $E_c \approx 0$ 。在地面附近 E_r 比 E_c 小得多, 可以近似认为 $E_r \approx 0$; 在离开地面的空中, E_r 和 E_c 同量级。由此可见, 源区地面测到的主要是 E_c , 即垂直场; E_r 比较小, 测量也比较困难。

三、当康普顿电流消失以后, 电场的消失过程完全决定于电导率。在 (15.4-2) 式中略去 \vec{J}_c , 则

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{E}。$$

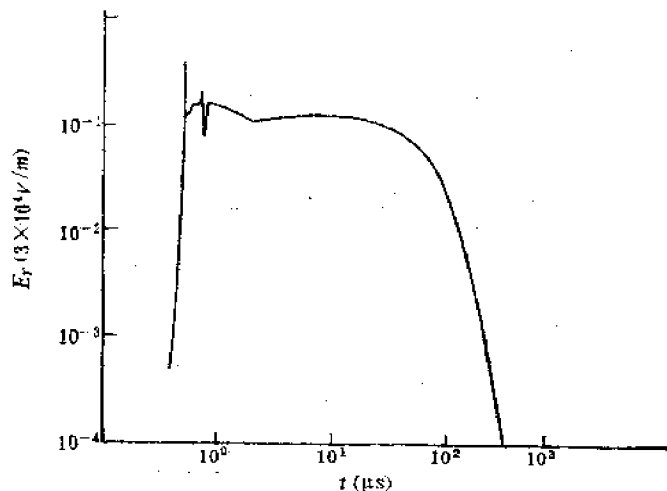


图15.4-1 距爆心一公里处径向电场 $E_r(t)$ (伏/米) 随时间的变化

如果衰减时间足够长的话, 方程的解近似写为

$$E = E_s e^{-\int_{t_0}^t \sigma dt} \quad (15.4-20)$$

式中 E_s 为饱和场。

图15.4-1给出了根据图14.8-1的 $\dot{\Phi}_\gamma(t)$, 仅考虑电子电导率在一公里处的 $E_s(t)$ 。

如果在空气电导率中仅考虑电子电导率, E 消失极快, 难以解释持续时间很长的场。当 $J_e \ll \sigma E$ 时, 必须考虑离子电导率, 而电子电导率却可以忽略。由前一节的讨论可知

$$\sigma \approx \sigma_i = 2N_- e \mu_i \quad (15.4-21)$$

由 § 14.8 的 (14.8-18) 式可得

$$N_- \approx N_s \approx \sqrt{\frac{S}{\alpha_i}} \quad (15.4-22)$$

早期 γ 辐射通量或剂量率随时间的衰减过程近似表为

$$\dot{\Phi}_\gamma = \frac{N_\gamma e^{-\tau/\lambda}}{4\pi r^2} b e^{-bt} \quad (15.4-23)$$

则

$$N_-(t) = \left[\frac{P_e e^{-\tau/\lambda} b N_\gamma}{\lambda \alpha_i 4\pi r^2} \right]^{1/2} e^{-bt/2} \quad (15.4-24)$$

代入 (15.4-21) 式求得 σ_i , 再代入 (15.4-20) 式, 积分后得

$$E = E_s \exp \left\{ - \frac{4e\mu_i}{\epsilon_0 b} \left[\frac{P_e N_\gamma b e^{-\tau/\lambda}}{\lambda \alpha_i 4\pi r^2} \right]^{1/2} e^{-\frac{b}{2} t} M (1 - e^{-\frac{b}{2} (t-t_0)}) \right\} \quad (15.4-25)$$

将上式写成指数衰减形式, 即

$$E = E_0 e^{-(t-t_0)/\tau} \quad (15.4-26)$$

则特征时间常数 τ 近似为

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{2e\mu_i}{\epsilon_0} \left[\frac{P_e N_\gamma b e^{-\tau/\lambda}}{\lambda \alpha_i 4\pi r^2} \right]^{1/2} e^{-\frac{b}{2} t} M \quad (15.4-27)$$

在饱和场半径 r_0 处, 利用 (15.4-15) 式, 则

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{2e\mu_i}{\epsilon_0} \left(\frac{\Gamma \alpha \epsilon_0 b}{\mu_i e \alpha_i} \right)^{1/2} e^{-\frac{b}{2} (t+t_0)} M \quad (15.4-28)$$

参数作如下选取

$$\mu_i = 2.5 \times 10^{-4} \text{米/伏} \cdot \text{秒}, \quad \epsilon_0 = 8.8 \times 10^{-12} \text{法拉/米},$$

$$\Gamma = 10^{-8} \text{秒}^{-1}, \quad \mu_e = 0.3 \text{米}^2/\text{伏} \cdot \text{秒}, \quad \alpha_i = 2 \times 10^{-13} \text{米}^3/\text{秒},$$

则

$$\frac{1}{\tau} \approx 2.6 \times 10^8 (\alpha b)^{1/2} e^{-\frac{b}{2} (t+t_0)} M \quad (15.4-29)$$

或

$$\tau \approx 4 \times 10^{-4} (\alpha b)^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{1}{2}(\alpha+b)t_M} \quad (15.4-30)$$

这个结果表明，源区场的持续时间长短既有赖于增殖系数 α 和 γ 辐射达到峰值的时间 t_M ，还与 γ 辐射的衰减后沿的衰减系数 b 有关。

为了估计 τ 的量级，我们选取 $b \approx 10^8 \text{秒}^{-1}$ ， $\alpha \approx 2 \times 10^8 \text{秒}^{-1}$ ， $t_M \approx 20 \times 10^{-8} \text{秒}$ ，则

$$\tau \approx 1.4 \times 10^{-2} \text{秒}。$$

可见源的持续时间确实比较长。看来，考虑到离子电导率，大体可以解释源区场有一个持续时间比较长的后尾的原因。

四、在地面爆炸的条件下，源区的磁场是一个重要的量。

在源区，地面可近似为良导体，因此与空气中康普顿电流对应的地下存在一个镜象电流。镜象电流的分布和空气中真实电流分布成镜面（即地面）对称，但电流方向相反，（如图 15.4-2a 所示），因而构成封闭的电流环，产生较强的磁场。

为了估算磁场的大小，考虑到镜象电流后，径向电流应为

$$\vec{J}_r = 2J_z \quad (15.4-31)$$

将以爆心为球心的球坐标换为以 z 轴为轴线的柱坐标，则地面上（即 $z=0$ ），电流的径向分量为

$$\vec{J}_\rho = \vec{e}_\rho 2J_z \sin\theta \quad (15.4-32)$$

式中 \vec{e}_ρ 为柱坐标下矢径 ρ 的单位矢量（参见图 15.4-2b）

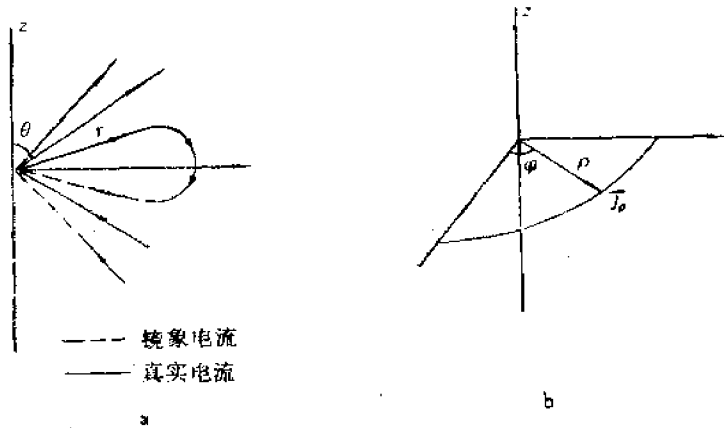


图15.4-2a 镜象电流示意图

图15.4-2b 地面的极坐标

源区场在达到饱和场的时间内， $\vec{J} \gg \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ ，麦克斯韦方程（14.3-4）式变为安培定律，

即

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{J} \quad (15.4-33)$$

在柱坐标下，因为仅有 \vec{J}_ρ 异于零，且 \vec{B} 仅有 B_z 异于零，故

$$-\frac{\partial B_z}{\partial z} = 2\mu_0 J_z \sin\theta \quad (15.4-34)$$

作为估算, 仅积分到地下的趋肤深度 δ , 则

$$B_{\theta} \approx -B_0 \sin\theta, \quad (15.4-35)$$

$$B_0 = 2\mu_0 J_0 \delta. \quad (15.4-36)$$

例如, 在饱和场半径 r_0 处, 将(15.4-18)式代入后得,

$$B_0 = 2 \frac{\alpha \Gamma R_0}{P_0 \mu_0} \epsilon_0 \mu_0 \delta, \quad (15.4-37)$$

可见磁场的峰值除了与大气参数, 地表的趋肤深度有关外, 还决定于 γ 辐射的增殖系数 α 。若 δ 取20米, α 取 2×10^8 秒 $^{-1}$, 其它参数同前, 则

$$B_0 \approx 4 \times 10^{-3} \text{ 韦伯/米}^2 \text{ 或 } 40 \text{ 高斯,}$$

这个值在量级上大体反映了源区磁场的强度。

五、结合源区场的波形示意图15.2-1, 可以将以上有关源区的场归纳如下: 爆炸早期, $J_e \gg \sigma E$, 电场以瞬发 γ 辐射相同的增长率增长, 其上升前沿反映了 γ 辐射的上升前沿的某些特征, 并以波动形式向外传播。当场强增长达到饱和场 E_0 后, 由于回电流 σE 的贡献而使场下降过零, 形成第一准半周。

过零后, 再次达到 $-E_0$, 此时电子电导率已小于离子电导率, 场随着离子电导率的缓慢消失而形成长达几十毫秒甚至时间更长的负极性平台, 完成第二个准半周。

近似理论虽然只能估计场强的峰值上升前沿和后尾的持续时间, 给不出详细的波形, 但对于了解源区EMP的特点和作为一种粗略的估算手段是有意义的。

§ 15.5 电偶极子模型, 空中爆炸NEMP的一维计算

苏联人Kompaneets^[4]首先提出了空中爆炸NEMP的电偶极子模型, V. Gilinsky^[8]改善了他的计算, 以电子电导率为主代替前者以离子电导率为主的假定, 用特征线方法进行了计算, 给出了近区NEMP的结果。可惜给出的准半周的时间太短, 与实测波形的差距太大, 需要考虑实际结果加以改善才能应用。

如果爆炸高度足够高, 例如(3—10)公里, 地面的影响可以忽略, 那么主要考虑的是大气随高度分布所引起的非对称性。这个条件下可以假定激励NEMP的源为球对称部分加上作为小量的非对称部分。在以球心为原点的球坐标中, 可以把康普顿电流 J_e 和电导率 σ 近似表为

$$\vec{J}_e(r, \theta, t) = J_0 + J_1 \cos\theta, \quad J_1 = \xi J_0, \quad (15.5-1)$$

$$\sigma(r, \theta, t) = \sigma_0 + \sigma_1 \cos\theta, \quad \sigma_1 = \xi \sigma_0, \quad (15.5-2)$$

式中 ξ 为小于1的量, 含 ξ 的项为非对称的部分, σ_0 , J_0 为对称部分的电导率和径向电流。

在球坐标系中, 麦克斯韦方程组化为

$$\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial t} + \mu_0 \sigma E_r + \mu_0 J_r = \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta B_{\theta}), \quad (15.5-3)$$

$$\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_{\theta}}{\partial t} + \mu_0 \sigma E_{\theta} + \mu_0 J_{\theta} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r), \quad (15.5-4)$$

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r E_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} E_r, \quad (15.5-5)$$

与 (15.5-1) 和 (15.5-2) 相对应, 将 E_r , E_θ , B_θ 展开,

$$E_r(r, \theta, t) = E_{0r}(r, t) + E_{1r}(r, t) \cos \theta, \quad (15.5-6)$$

$$E_\theta(r, \theta, t) = E_{1\theta}(r, t) \sin \theta, \quad (15.5-7)$$

$$B_\theta(r, \theta, t) = B(r, t) \sin \theta. \quad (15.5-8)$$

将上式代入麦克斯韦方程组, 化简为

$$\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_{0r}}{\partial t} = -\mu_0 J_0 - \mu_0 \sigma_0 E_{0r}, \quad (15.5-9)$$

$$\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_{1r}}{\partial t} = \frac{2B}{r} - (\mu_0 J_1 + \mu_0 \sigma_0 E_{1r} + \mu_0 \sigma_1 E_0), \quad (15.5-10)$$

$$\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_{1\theta}}{\partial t} = -\mu_0 \sigma_0 E_{1\theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB), \quad (15.5-11)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_{1\theta}) - \frac{1}{r} E_{1r}. \quad (15.5-12)$$

康普顿电流由 (15.3-10) 式给出, 即

$$J_0 = -\frac{R_e e}{\lambda} N_x \frac{e^{-r/\lambda}}{4\pi r^2} f(t). \quad (15.5-13)$$

电子电导率由 (15.3-14) 和 (15.3-15) 式给出, 即

$$\sigma_0 = \frac{P_e e \mu_e}{\Gamma \lambda} N_x \frac{e^{-r/\lambda}}{4\pi r^2} f(t), \quad (15.5-14)$$

引进 $x = r/\lambda$, 考虑到推迟效应, 将 t 换为 $t - r/c$, 再进一步换写成 $\frac{ct}{\lambda} - \frac{r}{\lambda} = \tau - x$, 则 J_0 , σ_0 可以写成

$$J_0 = -\frac{R_e e N_x}{\lambda^3} u(x) f(\tau - x), \quad (15.5-15)$$

$$\sigma_0 = \frac{P_e e \mu_e N_x}{\Gamma \lambda^3} u(x) f(\tau - x), \quad (15.5-16)$$

式中

$$u(x) = e^{-x}/4\pi x^2. \quad (15.5-17)$$

代入 (15.5-9) 式, 解为

$$E_{0r} = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_0^t d\tau' e^{-\int_{\tau'}^t \frac{\sigma_0}{\epsilon_0} dt'} \frac{R_e N_x e}{\lambda^3} u(x) f(\tau' - x). \quad (15.5-18)$$

这就是源区的径向场, 和 (15.4-9) 式基本上相同, 不同的是在这里考虑了辐射传播的推迟效应。

对于不同的 $f(t)$, 严格求 (15·3-18) 式的结果, 读者可参阅原文献。在瞬发 γ 辐射开始按指数衰减的情况下, 即

$$f(t) = be^{-bt}, \quad (15\cdot5-19)$$

且当 $t-x \gg b^{-1}$ 时, 则可得径向场的近似表达式

$$E_{0r} \simeq E_s \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{E_b}{E_s} u(x) (1 - e^{-b(t-x)}) \right] \right\} \quad (15\cdot5-20)$$

$$\simeq E_s \left[1 - \exp \left(- \frac{E_b}{E_s} u(x) \right) \right], \quad (15\cdot5-21)$$

式中

$$E_s = N_r R_s e / \lambda^3 e_0. \quad (15\cdot5-22)$$

尽管不同形式的 $f(t)$, E_{0r} 的形式有所区别, 但其基本特点和前节讨论的一致, 这里不拟再重复。

更重要的是这个方法所能提供的有关辐射场的结果, 问题在于求解 (15·5-10) — (15·5-12) 式方程组。在给定 $f(t)$ 的形式下, (15·5-10) 式中, 已知项可以写成如下的形式

$$\sigma_0 = \frac{E_b}{E_s} e_0 u(x) b e^{-b(t-x)}, \quad (15\cdot5-23)$$

$$\frac{\sigma_1 E_0}{\xi E_s} = \sigma_0 \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{E_b}{E_s} u(x) (1 - e^{-b(t-x)}) \right] \right\}, \quad (15\cdot5-24)$$

$$\frac{J_1}{\xi E_s} = - \frac{E_b}{E_s} e_0 u(x) b e^{-b(t-x)}. \quad (15\cdot5-25)$$

这样的表达式表明: σ_0 是以饱和场常数 E_s 为单位, σ_1 , J_1 则以 ξE_s 为单位, 故非对称性参数不在方程右侧出现。(15·5-10) — (15·5-12) 式可写为

$$\frac{1}{Z_0} \cdot \frac{\partial E_{1r}}{\partial \tau} = \frac{2B}{\mu_0 x} - A_1(x, \tau) E_{1r} - A_2(x, \tau), \quad (15\cdot5-26)$$

$$\frac{1}{Z_0} \cdot \frac{\partial E_{1\theta}}{\partial \tau} = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xB) - A_1(x, \tau) E_{1\theta}, \quad (15\cdot5-27)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial B}{\partial \tau} = - \frac{1}{x} E_{1r} - \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xE_{1\theta}), \quad (15\cdot5-28)$$

式中 $A_1(x, \tau)$ 为 (15·5-23) 式, $A_2(x, \tau)$ 为 (15·5-24) 式和 (15·5-25) 式之和。为了进一步简化, A_2 可以表为

$$A_2(x, \tau) \simeq \frac{E_b}{E_s} e_0 u(x) b e^{-b(t-x)} \exp \left[- \frac{E_b}{E_s} u(x) (1 - e^{-b(t-x)}) \right], \quad (15\cdot5-29)$$

(15·5-26) 到 (15·5-29) 式就是讨论辐射场的方程组。在源区假定存在一个以爆心为圆心, 半径为 r_s 的完全等离子体的球。在 $x_s = r_s / \lambda$ 处, 总有

$$E_{\theta} = B_{\phi} = 0, \quad x = x_p, \quad (15.5-30)$$

当 $x \gg 1$ 时, 且 $x \gg r_p/\lambda$, 则可以用偶极子的辐射场来表达, 即

$$E_{\theta} = Z_0 H_{\phi} = \frac{\dot{P}(\tau - x)}{x} \sin\theta, \quad (15.5-31)$$

一般情况下

$$E_r = \left(\frac{P}{x^3} + \frac{\dot{P}}{x^2} \right) \cos\theta, \quad (15.5-32)$$

$$E_{\theta} = \left(\frac{P}{x^3} + \frac{\dot{P}}{x^2} + \frac{\ddot{P}}{x} \right) \sin\theta, \quad (15.5-33)$$

$$Z_0 H_{\phi} = \left(\frac{\dot{P}}{x^2} + \frac{\ddot{P}}{x} \right) \sin\theta, \quad (15.5-34)$$

为了求得 \ddot{P} 、 \dot{P} 和 P , 可以用特征线方法, 数值求解方程组。对于 $b = 10^6 \text{秒}^{-1}$, 求得当量为 1, 0.1 和 0.01 千吨时 $P(\tau - x)$ 的波形, 如图 15.5-1 所示 (图中 P 应为 \dot{P})。图中 \dot{P} 的单位为 ξE_{θ} 。

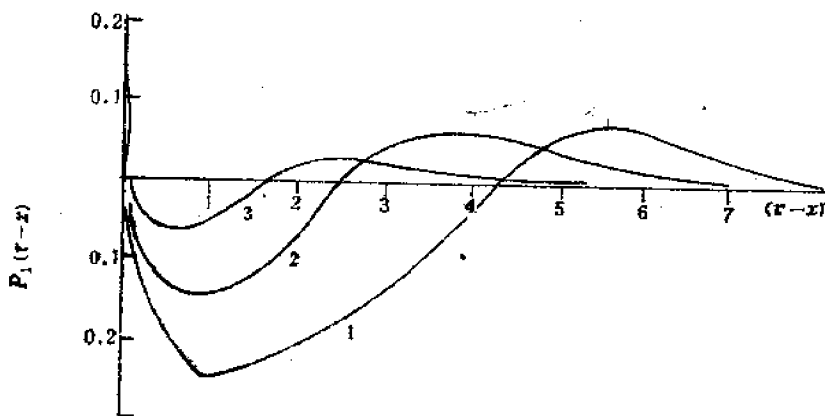


图 15.5-1 偶极子辐射波形
1—1kT 2—0.1kT 3—0.01kT

由计算结果可以看出有以下特点:

1. 纯裂变的原子弹爆炸产生的近区 NEMP 波形, 主要由单一负半周和一个正半周组成, 基本特征与实测波形相似, 但二个半周的持续时间过短。

2. 负半周的峰值与持续时间都与当量的对数成正比, 峰值 P_M 和持续时间 T 可以写成

$$P_M = a_1 + b_1 \ln(d_1 + Q_T) \quad (15.5-35)$$

$$T = a_2 + b_2 \ln(d_2 + Q_T) \quad (15.5-36)$$

式中 Q_T 为瞬发 γ 辐射所占的能量, a_i, b_i, d_i ($i=1,2$) 皆为待定常数, 可由计算结果给出。

3. Gilinsky 还给出了一组 $f(t)$ 为三角形脉冲的解。辐射场前沿反映了 γ 辐射脉冲的一些特征。例如场前沿第一个峰值出现的时间恰好是 γ 脉冲结束的时间。不论这个结论与实际符合得如何, 但有一点是正确的, 即辐射场波形的前沿部分反映了弹体内的核反应过程的某些

主要特征。

如果不关心波形前沿特征，而主要关心整个波形，不妨利用 P_M 和 T 将波形归一化。即

$$\ddot{\phi}(\tau') = \frac{\ddot{P}(\tau')}{P_M} \quad (15\cdot5-37)$$

式中

$$\tau' = \tau/T \quad (15\cdot5-38)$$

则波形如图15·5-2所示。

前面已经指出过，计算的正、负准半周的持续时间过短，但是，如果利用归一化的波形，将 T 按实际结果进行修正，这样处理后的辐射波形会有所改善。

由于这个模型不考虑地面的影响，理论计算结果难于同实际符合得很好，即使在小当量，爆炸高度较高以致地面对 γ 辐射不造成影响的情况下，地面对电磁波的折、反射的影响，也会使地面实测的结果难以和理论结果一致。这个困难只有发展更能反映实际过程的理论模型，才能克服。

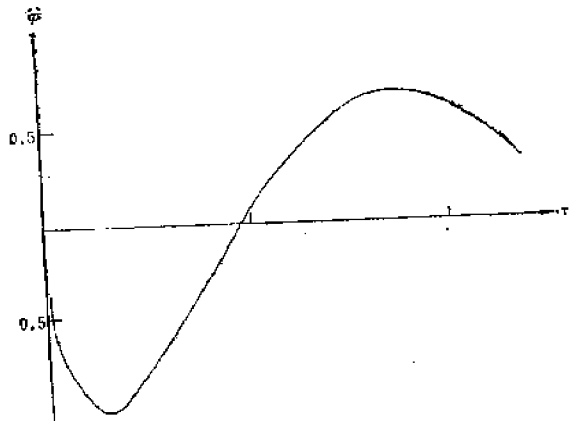


图15·5-2 归一化后的波形

§ 15·6 NEMP的二维数值计算

从前一节的讨论中可以看出，一维球对称的电偶极子辐射模型要想完整、准确地解决NEMP的问题是比较困难的。因为忽略地面影响这个相当重要的不对称性，总难给出符合大气层核爆炸实际情况的结果。七十年代前后，C. L. Longmire和H. J. Longley[前一章文献[2][5]]等人发展了二维计算方法，可以考虑地面影响，这对于理论上解决大气层核爆炸的NEMP问题大大推进了一步。

这里不可能详细地探讨这个问题，读者可参阅有关文献，我们仅着重介绍物理模型、某些计算结果和由此得到的一些结论性看法。

一、对于地面爆炸，可以假定地面以下的土壤介质为导体。爆炸后，在以爆点为球心，

半径为 r_0 的地面上方半球为完全等离子体,其中不存在切向场,即切向场为零。在这个半球的地面下方,以 Z 轴为轴线,以 r_0 为半径的圆柱面上同样假定切向场为零。电流源和空气电导率消失的边界,在地面上方为半径 r_m 的半球面,下方取以 r_m 为半径的圆柱面。忽略地磁场的影响,对于上述模型,坐标系可以选择如下:地面上方为球坐标,下方为柱坐标,而且以 Z 轴为对称轴,参见图15·6-1。在理论计算中,可将地上、地下的计算区域分别划分三个区域:

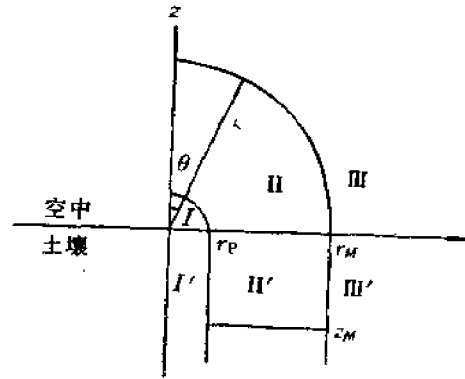


图15·6-1 二维NEMP计算的坐标系

I区: 半径 r_0 以内的球体内为完全等离子体区; II区: 半径 r_m 和 r_0 所界的康普顿电流不等于零区域; III区: r_m 以外为自由电磁波传播的区域。地下部分也分成相应的三个区域, 参见图15·6-1。

为了便于看清问题的物理意义, 麦克斯韦方程用CGS高斯单位制比较明白。在CGS高斯单位制下, (与MKSA单位制的关系见附录), 方程组取

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E}, \quad (15\cdot6-1)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + 4\pi\sigma\vec{E} - 4\pi\vec{J}_e = \nabla \times \vec{B}, \quad (15\cdot6-2)$$

球坐标系中为

$$\frac{1}{c} \frac{\partial B_\theta}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} rE_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} E_r, \quad (15\cdot6-3)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} + 4\pi\sigma E_\theta + 4\pi J_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} rB_\theta, \quad (15\cdot6-4)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_r}{\partial t} + 4\pi\sigma E_r + 4\pi J_r = \frac{1}{r\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta B_\theta). \quad (15\cdot6-5)$$

在所分三个区域内, 方程组的特点如下: 在I区, $E_\theta = B_\theta = 0$ 仅保留 (15·6-6) 式。在II区, $J_\theta = 0$, 引进以长度为单位的推迟时间

$$\tau = ct - r \quad (15\cdot6-6)$$

和

$$F = r(E_\theta + B_\theta), \quad G = r(E_\theta - B_\theta) \quad (15\cdot6-7)$$

或

$$E_\theta = (F + G)/2r, \quad B_\theta = (F - G)/2r. \quad (15\cdot6-8)$$

F 的意义可理解为辐射出去的场, 简称为外辐射场, G 则为辐射在源区的消耗, 简称为内逸

场。在NEMP建立的早期可以忽略后者，即仅有辐射外出的场。在引入上述量后，由(15·6-3)~(15·6-4)式可得II区的方程组：

$$\frac{\partial F}{\partial r} + 2\pi\sigma F = \frac{\partial E_r}{\partial \theta} - 2\pi\sigma G, \quad (15\cdot6-9)$$

$$\frac{\partial G}{\partial r} + \pi\sigma G = \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial r} - \frac{1}{2} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} - \pi\sigma F, \quad (15\cdot6-10)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial r} + 4\pi\sigma E_r = -4\pi J_r + \frac{1}{2r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [\sin\theta (F-G)], \quad (15\cdot6-11)$$

在III区，NEMP传播遵循无源的麦克斯韦方程组，即 $J_r = J_\theta = 0$ ， $\sigma = 0$ 。

地面以下，虽然在一定厚度的土壤中会存在康普顿电流，但在这里所讨论的模型中，无法仔细考虑这些因素，仍然假定不存在康普顿电流。令土壤的电导率和介电系数分别为 σ_s ， ϵ_s ，在柱坐标下，麦克斯韦方程组化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{2\pi\sigma_s}{\sqrt{\epsilon_s}(\sqrt{\epsilon_s}-1)} F = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_s}-1} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\sqrt{\epsilon_s}}{\sqrt{\epsilon_s}-1} r \frac{\partial E_r}{\partial Z} - \\ \frac{2\pi\sigma_s}{(\sqrt{\epsilon_s}-1)\sqrt{\epsilon_s}} G, \end{aligned} \quad (15\cdot6-12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial r} + \frac{2\pi\sigma_s}{\sqrt{\epsilon_s}(\sqrt{\epsilon_s}+1)} G = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_s}+1} \frac{\partial G}{\partial r} - \frac{\sqrt{\epsilon_s}}{\sqrt{\epsilon_s}+1} r \frac{\partial E_r}{\partial Z} - \\ \frac{2\pi\sigma_s}{(\sqrt{\epsilon_s}+1)\sqrt{\epsilon_s}} F, \end{aligned} \quad (15\cdot6-13)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{4\pi\sigma_s}{\epsilon_s} E_r = \frac{1}{2\epsilon_s r} \frac{\partial}{\partial Z} (F-G), \quad (15\cdot6-14)$$

式中

$$F = r(\sqrt{\epsilon_s} E_\theta + B_r), \quad G = r(\sqrt{\epsilon_s} E_\theta - B_r). \quad (15\cdot6-15)$$

二、现在来确定上述不同区域方程组的定解条件。

$\theta = \pi/2$ 为地面边界，切向场 E_r ， B_r 连续，即

$$E_r|_{\theta=\pi/2} = E_r|_{\theta=0} \quad (15\cdot6-16)$$

$$B_r|_{\theta=\pi/2} = B_r|_{\theta=0} \quad (15\cdot6-17)$$

I(I') 和II(II') 区的边界上均有

$$F|_{r=r_s} = -G|_{r=r_s}, \quad (15\cdot6-18)$$

其意义是，理想导体的切向电场为零。

II(II') 和III(III') 区的边界上，由II区的方程组求得 $r=r_{max}$ 边界上的场，再将此作为边界条件解无源麦克斯韦方程或采用基尔霍夫定律求得III区的场。

对于地下，沿Z轴可以取无限远边界条件，即令

$$E_r|_{z \rightarrow r_{max}} = 0. \quad (15\cdot6-19)$$

在轴对称条件下

$$E_{\theta} |_{t=0} = B_{\theta} |_{t=0} = 0 \quad (15.6-20)$$

初始条件比较简单, $t = 0$ 时, 所有各量皆为零。

三、计算结果与各参数的选取关系很大, 这里我们选取了如下参数, 对于土壤, $\epsilon_s = 16$, $\sigma_s = 0.06 \text{cm}^{-1}$ (0.02 姆欧·米 $^{-1}$)。

对于空气, 大气密度在10公里以下的分布为

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{r \cos \theta}{H_0}} \quad (15.6-21)$$

$$\lambda_0 = 3.47 \times 10^4 \text{厘米},$$

式中 H_0 为大气标高, 计算中取 $H_0 = 9 \times 10^5$ 厘米。

康普顿电流

$$J_r = J_0 \frac{e^{-r k(\theta) / \lambda_0}}{r^2} f(\tau) \quad (15.6-22)$$

忽略离子电导率, 仅考虑电子电导率, 那么

$$\sigma = \sigma_0 \frac{e^{-r k(\theta) / \lambda_0 + 2r \cos \theta / H_0}}{r^2} f(\tau) \quad (15.6-23)$$

式中

$$k(\theta) = \begin{cases} 1, & \text{当 } \theta = \pi/2, \\ \frac{H_0}{r \cos \theta} (1 - e^{-r \cos \theta / H_0}), & \text{当 } \theta \neq \pi/2, \end{cases} \quad (15.6-24)$$

J_0 , σ_0 为给定常数, $f(\tau)$ 的前沿比较复杂, 无法给出简单的表达式, 其后沿可以表为

$$f(\tau) = f_0 e^{-b(\tau - \tau_M)} \quad (15.6-25)$$

式中 f_0 , b 皆为常数, τ_M 为瞬发 γ 辐射峰值到来的时间。

尽管没有给出 $f(\tau)$ 的前沿, 但对于了解整个 NEMP 波形是不会带来困难的。

四、对于地面爆炸, 图 15.6-2、图 15.6-3 给出了 $r = 1.5$ 公里, $\theta \approx 1.6$ 弧度的 E_{θ} , $B_{\theta}(t)$ 。这两个图反映了源区的 NEMP 的典型波形, 图 15.6-4 给出了 $r = 42$ 公里, $\theta = 1.6$ 弧度的 $E_{\theta}(t)$, 反映了近区 NEMP 的典型波形。

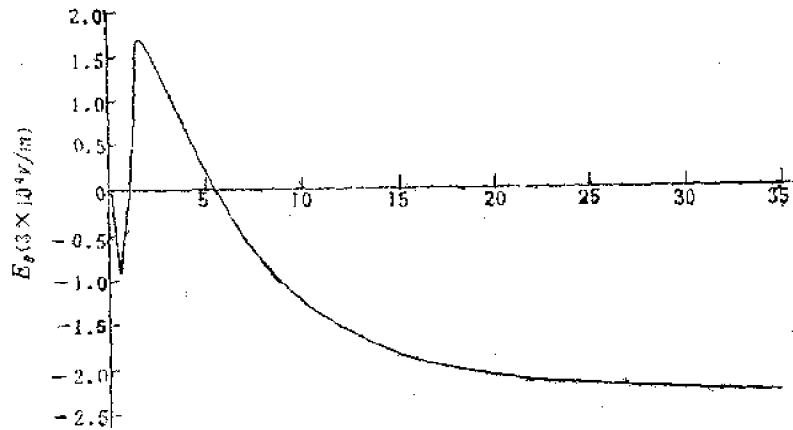


图15.6-2 $r = 1.5$ 公里, $\theta = 1.6$ 弧度, $E_{\theta}(t)$

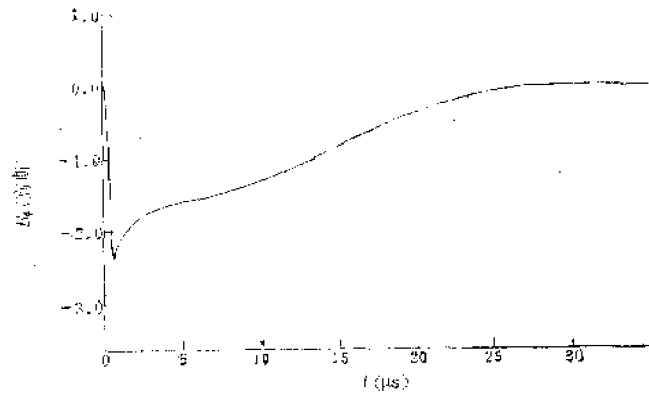


图15-6-3 $r=1.5$ 公里, $\theta=1.6$ 弧度, $B_\phi(t)$

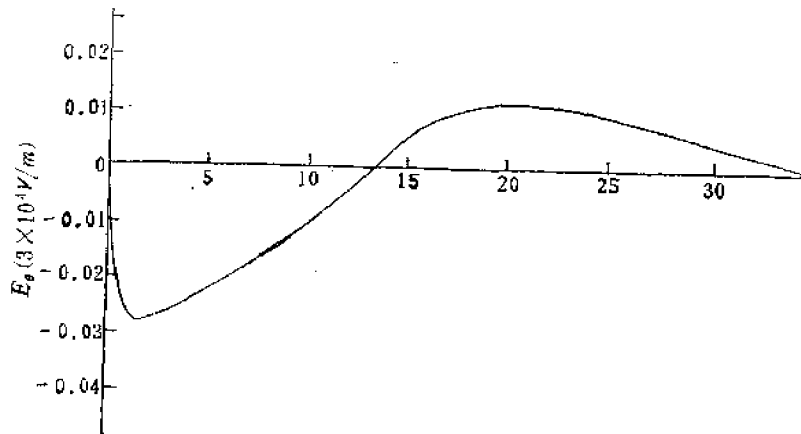


图15-6-4 $r=42$ 公里, $\theta=1.6$ 弧度, $E_\theta(t)$

计算结果表明,在 θ 为小角度时, r 约小于 2 公里范围内,不同距离处 $E_r(t)$ 波形有明显趋于饱和场的现象,和前面的近似理论分析一致,而且 $E_r(t)$ 的幅值与 $|J|$ 值相对应,在 $\theta=0$ 时为最大。上升前沿比较光滑,似乎与 $f(r)$ 的前沿无明显关系。在 r 约小于 2 公里的饱和场区域内,场强无明显随距离衰减的趋势,达到饱和场后,尚维持一定时间,而后减小到过零点,形成三个准半周。整个波形的持续时间较长,当 r 约大于 2 公里后,即出现了饱和场区域后, $E_r(t)$ 随距离有明显的衰减。随 θ 角加大,在同一距离上的 $E_r(t)$ 波形有较大的改变,幅值减小,当 $\theta=\pi/2$ 时为最小,同时波形的前沿出现多个过零振荡。 E_r 在地面附近为最小,这是地面作为导体必然带来的结果。

由于场的切向分量连续, E_r 在地面附近无跃变。在地下, E_r 随着深度增加略有减小,衰减比较缓慢,这个结论与土壤的常数选取有关,实际上由于在核辐射的辐照下,地下土壤的电导率也会有明显的增加,即

$$\sigma = \sigma_s + N_s e \mu_s, \quad (15-6-26)$$

式中 μ_s 为电子在土壤中的迁移率。如果考虑到这一点,地下 E_r 随深度增加的衰减可能要快

一些。

在 $r=r_0$ 处, 根据边界条件的要求, $E_0=0$, 随着 r 的增加, E_0 的幅值明显增大, 一直约2公里附近, 不再增大, 随后, 随着 r 增加, 幅值逐渐减小, 但较 E_1 的衰减为慢。当 $r \geq 4$ 公里后, E_0 的幅值近似与 r 成反比关系, 即 $|E_{0max}| \sim \frac{1}{r}$, 已经和辐射场的性质相近。

在距地面的一个不大的角度内, 即 $\theta \approx \pi/2$, 在源区, E_0 波形主要由两个准半周组成, 如图15·6-2所示, 第一个正的准半周前沿有明显的振荡, 与 $f(\tau)$ 前沿特征有关, 而后是一个持续时间很长的负准半周, 估计其持续时间大于100微秒以上。这个长的持续时间和 $f(\tau)$ 的后沿的衰减常数 b 的大小有关, 如果考虑到空气的离子电导率, 持续时间会更长。

随着距离进一步增加, E_0 波形逐渐过渡到近区NEMP的典型波形, 如图15·6-4所示, 由负、正、负三个准半周组成。距离再增加, 除了幅值随距离有所衰减外, 波形的特征基本上保持不变。在近区, 波形前沿仍然保留有反映 $f(\tau)$ 前沿某些特征的振荡。

将 $E_0(t)$ 和一维偶极子模型以及实测的结果(图15·2-3)比较, 可以看出各准半周的持续时间与实测结果比较一致, 而一维计算的结果过分偏短。这一检验表明, 除了幅值与空气有关参数的选取有关外, 而能反映NEMP本质的波形特征和各准半周持续时间却与这些参数关系不大。由此可见, 康普顿电流模型和本节所介绍的数学模型是能够描述核爆炸产生NEMP的全过程、NEMP的特征及其随 r, θ 的变化规律, 因而是个较好的理论手段。

E_0 随 θ 从 $\pi/2$ 减小的变化比较显著, 波形的变化与 $f(\tau)$ 的依赖关系逐渐减弱, 幅值逐渐减小, 当 $\theta=0$ 时, 幅值为零, E_0 消失。换句话说, 在整个空间, 只在离地面的一个不大的角度内 E_0 才有意义, 这一点和垂直于地面的电偶极子辐射的角分布很相似。

在 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 附近, 由于地面边界上 E_0 不连续, 地下、地面 E_0 有跃变, 地下的比地面上的要小10—100倍。在地下, 随深度的增加, E_0 与 E_1 的幅值一样都略有衰减。

在 $r < r_0$ 的区域内, 近地面的磁感应强度 B_0 应该随 r 减小而增强, 在 $r=r_0$ 处, 其峰值高达(20—30)高斯, 随后随着距离增加迅速衰减, 其波形大体维持一个负脉冲波形, 如图15·6-3所示。其峰值出现时间和 E_0 的正脉冲峰值出现的时间基本一致, 但 B_0 峰值大于 E_0 峰值。随着距离进一步增加, 波形的后沿逐渐出现正准半周。 $r > 4$ 公里以后, B_0 随距离衰减逐渐变慢, 趋于辐射场的特点, 即 $B_0 \sim \frac{1}{r}$, 同时 B_0 的峰值趋向于和 E_0 峰值相等, 即在MKSA单

位制中, $|H_0| \approx \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E_0|$, 同时波形也过渡到典型的近区辐射场的波形, 和 E_0 相似, 即由负、正、负三个准半周组成。

从系统屏蔽干扰的角度来看, 在饱和场半径 r_0 范围内, 地面附近的 B_0 是个极其重要的参量。

B_0 在随 θ 角的变化规律和 E_0 极为相似, 仅在离开地面的一个不大的角度内, B_0 才是重要的, B_0 随着 θ 角减小而减小, 当 $\theta=0$ 时, $B_0=0$ 。

由以上的计算结果可以得到如下几点结论性看法。

1. 在瞬发 γ 辐射起作用的区域内存在着一个以 E_1 为主的饱和场。对于地面爆炸, 在饱

和场存在的空间内, E_z 、 B_z 仅在距地面不大的角度内才比较强, E_z 的饱和值和地面附近的 E_z 、 B_z 的最大峰值决定于 $|J_z/\sigma|$ 的值, 它们的波形前沿能够反映 $f(\tau)$ 前沿的特征, 它们的持续时间决定于 $f(\tau)$ 后沿随时间衰减的快慢。

2. 在近区, $E_z = B_z$, 其幅值随距离一次方衰减, 具有辐射场的特征; 为具有三个准半周的典型波形, 在距地面的不大角度内, 其波形的前沿仍能部分反映 $f(\tau)$ 前沿的某些特征, 随角度减小, 不仅逐渐失去上述特征, 幅值也逐渐减小, 其特点类似于电偶极子辐射。

3. 在近区和源区之间有一个明显的过渡区, 经过过渡区除了幅值减小外, E_z 、 E_z 、 B_z 的波形逐渐转化为典型辐射场的波形。

因此, 如果用电偶极子模型来粗略地描述 NEMP 的话, 那么源区的场由静电场、似稳场和辐射场三个成份组成, 过渡区为似稳场和辐射场组成, 近区仅为辐射场, 这样的描述可以简化对 NEMP 的讨论。

五、这里所介绍的模型虽然能够解释 NEMP 的主要特征, 给出有关参数。但是, 仔细与实测结果比较, 可以发现波形前沿的特征细节, 不同距离上场的峰值和各准半周的持续时间与实测结果都还有些差异, 这些问题可能与模型比较粗略有关。在源区, γ 辐射的迁移规律只是采用了半经验的公式, 细致的讨论应该考虑 γ 辐射迁移以及和 NEMP 产生的耦合, 这样也许可以改善波形的细节和幅值。其次, 对于近区的电磁场, 这个模型没有考虑地面对电磁波传播的影响, 如果计及地面的影响, 波形将稍有拉宽, 可以改善准半周持续时间与实际符合的程度。第三, 空气有关参数的选取以及场对这些参数的影响, 特别是空气参数对场的幅值影响比较大, 近区场幅值偏小, 源区场偏大, 或者前者偏小后者偏大。

§ 15.7 空中爆炸 NEMP 的高度效应

§ 15.5 所介绍的电偶极子模型虽然可以用来描述空中小当量爆炸的 EMP 的性质, 但是由于没有涉及地面这个重要因素, 难以给出定量的结果。因而需要用更符合实际情况的模型来描述。§ 15.6 所介绍的模型原则上既可以描述地面爆炸, 又可以描述空中爆炸。但实际计算中会遇到地面上边界条件如何处理的困难。R. L. Knight 等人^[6]介绍了三种处理方法和程序编码, 也给了时间在一个微秒以前的部分结果。但是这里不拟再介绍这些内容, 仅局限在考虑近区的辐射场。对于近区地面的垂直场强, 可以利用前一节的计算结果, 再考虑到爆炸高度效应的修正, 来求得不同高度爆炸时的场强。这是一个近似的估算, 对于实用可能还是可行的。

随着爆炸离开地面, 高度增大, 地面引起的不对称性减小, 康普顿电流所激励的 NEMP 将随高度减小, 当高度增加到一定值时, 不对称性完全取决于大气随高度分布, NEMP 达最小, 当高度进一步增高, 大气分布所引起的不对称性反而增大, 又使 NEMP 有增大的趋势。NEMP 强度随爆高的变化, 美国文献曾经有过报道, 如图 15.7-1 所示。如果以地面爆炸的辐射场为 1, 则该图反映了高达千公里以上爆炸的辐射场 (即高度系数) 的变化, 图中虚线表示可能出现的不同情况, 有两个转折点, 第一转折点的高度 $h = 4.7$ 公里, 第二转折点近千公里。

为了给出爆高在 (3—4) 公里内场强随高度的变化, 可做如下的近似分析。

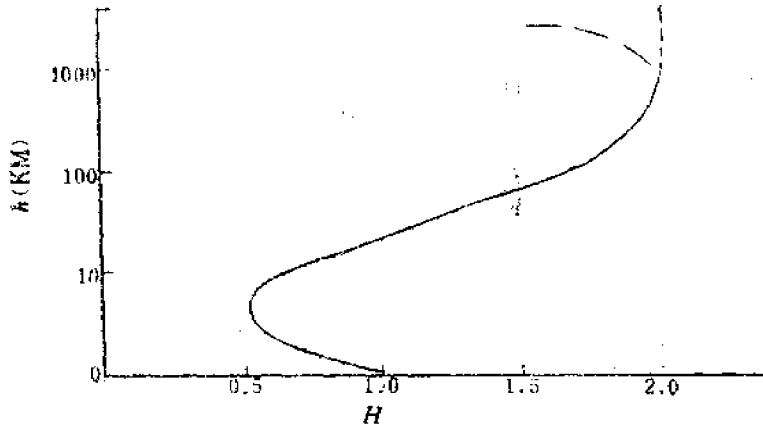


图15.7-1 高度系数 H 随爆炸高度的变化

对于空爆，爆心附近，即以 r_0 （其大小与 γ 辐射自由程同量级）为半径的球形区域可以近似为电离球，该球内的 γ 辐射的能量对激励辐射场无贡献，换句话说，当爆炸高度小于 r_0 时，对激励 NEMP 有贡献的能量为

$$Q_E \sim Q_\gamma e^{-r_0/\bar{\lambda}}, \quad (15.7-1)$$

式中 Q_γ 为 γ 辐射当量， $\bar{\lambda}$ 为 γ 自由程对密度随高度分布的平均，即

$$\bar{\lambda} \approx \frac{1}{r_0} \int_0^{r_0} \lambda_0 e^{z/H_0} dz = \frac{\lambda_0 H_0}{r_0} (e^{r_0/H_0} - 1), \quad (15.7-2)$$

式中 H_0 为大气标高。

同样理由，当爆炸高度为 h ，且 $h > r_0$ ，则对 NEMP 有贡献的能量为

$$Q_E(h) \approx Q_\gamma e^{-r_0/\bar{\lambda}}, \quad (15.7-3)$$

$$\bar{\lambda} \approx \frac{1}{h} \int_0^h \lambda_0 e^{z/H_0} dz = \frac{\lambda_0 H_0}{h} (e^{h/H_0} - 1). \quad (15.7-4)$$

我们假定场强和激励的能量的关系为

$$E \sim Q_E^{1/2}, \quad (15.7-5)$$

那么引进高度系数 $H(h)$ ，它定义为

$$H(h) \equiv \frac{E(h)}{E(r_0)} = \left[\frac{Q_E(h)}{Q_E(0)} \right]^{1/2} \quad (15.7-6)$$

$$= \begin{cases} 1 & h < r_0 \\ \frac{1}{e^{\frac{1}{2} \lambda_0 H_0}} \left[\frac{r_0^2}{e^{r_0/H_0} - 1} - \frac{h^2}{e^{h/H_0} - 1} \right] & h > r_0 \end{cases}$$

(15.7-7)

H 随 h 的变化如图 15.7-2 所示。

高度系数只是用以对不同爆高场强幅度的估算，严格的应当根据不同爆高的计算结果加以归纳，拟合，才能给出更合乎实际的结果。

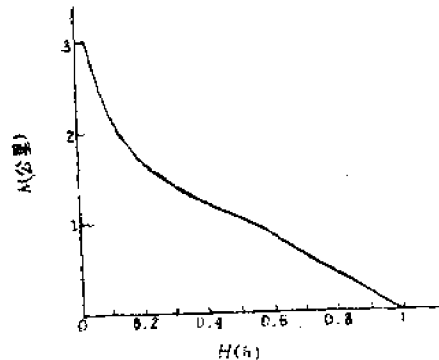


图15-7-2 低空高度系数随高度的变化

§ 15·8 高空核爆炸的EMP

一、高空核爆炸的约70%能量以X射线的形式释放出来，X射线和瞬发 γ 辐射将分别沉积在距地面(70—100)公里和(20—30)公里的大气层内，除了引起康普顿电流和造成空气电导率变化以激励NEMP外，还引起大范围电离层电子数密度的变化，见十九章。

在高空核试验中，对NEMP进行了不少测量，但报道的近距离实际结果却很少。J. K. Theobald^[7]报道了62年夏季太平洋对流层核爆炸所测得的典型的快信号波形，如图15·8-1所示，但没给出试验的代号和测点的距离。据文章讲，波形上升前沿约 10^{-8} 秒，但受到了测试系统的限制，认为这就是地磁场引起的横向电流所激励的快信号，其极性是爆心东为正，爆心西为负，爆心以北的幅值最小，并且指出在此快信号后面还迭加有一个慢信号。

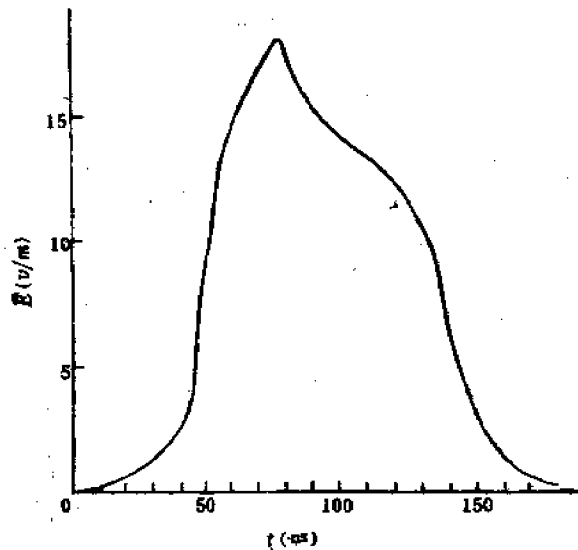


图15·8-1 太平洋对流层核爆炸快信号波形

1962年,距爆心约为 5×10^3 公里的测点,测得了爆高为400公里,当量为140万吨的核爆炸(代号为Starfish),的甚低频EMP,如图15.8-2所示。据称,此波形发生了畸变,经作者修正后,第一,第二准半周的幅值分别为 8.55V/m 和 8.9V/m ,主频率约在12千赫左右。

国外学者对高空核爆炸的EMP的产生机理做了许多探索。经过多年的论证,有一些机理看来是次要的。例如切仑可夫辐射,这个机理认为当瞬发 γ 辐射以平面波的形式向大气层入射时,产生一个以相速为 $c/\cos\theta$ 的横向运动的电子流,向外发射切仑可夫辐射。再如地磁场中运动电子的回旋辐射等。尽管这些辐射机理在激励高空NEMP中都可能存在,但它们的贡献比较小,不是激励NEMP的主要过程。

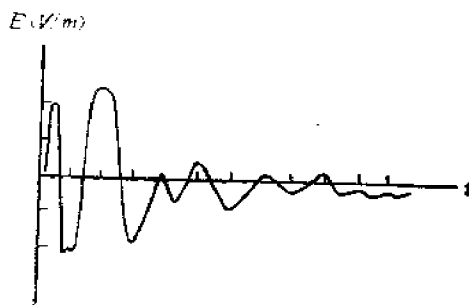


图15.8-2 5×10^3 公里处测得的波形(每格为 $50\mu\text{s}$)

我们认为高空 NEMP从信号的性质来区分,主要有三种: 1.壳信号^[6]; 2.沉积信号; 3.场位移信号。

二、当瞬发 γ 辐射通过弹体外壳时,同样与弹体物质发生康普顿散射,大约距表面一半电子射程内的电子将飞出壳外形成康普顿电流,随后由于弹体带正电,射出的电子将返回。由于弹体的各种装置总存在密度分布的不对称性,形成了一个来回振荡的电偶极子,从而向外发出电磁辐射。由于弹体不对称性导致康普顿电流非对称变化所激励的信号,称为壳信号。

若将弹体的电荷分布近似为一个单位面积偶极矩为 P 的电偶极子,则距爆心 r 处的辐射场为

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \int \int_A P(\omega) \omega^2 e^{i\omega(t-r/c)} d\omega d\sigma \vec{e}_r \times (\vec{e}_r \times \vec{e}_r), \quad (15.8-1)$$

式中 $P(\omega)$ 为 $P(t)$ 的傅里叶展开,即

$$P(\omega) = \int P(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (15.8-2)$$

\vec{e}_r 为爆心至观测点矢径的单位矢量, \vec{e}_r 为偶极矩的单位矢量, $\int d\sigma$ 是对具有偶极矩分布的球面进行积分。问题在于求得 $P(t)$ 。如果将弹体近似为半球,另一半球的 γ 辐射完全被屏蔽掉,在这种最大的不对称条件下,

$$P(t) = -e \sum x_i(t) u(x_i), \quad (15.8-3)$$

式中 x_i 为第 i 个电子在 t 时刻距表面的距离,因为仅考虑半球,故

$$u(x'_i) = 1, x'_i > 0,$$

$$u(x'_i) = 0, x'_i < 0,$$

取和号表示对单位面积上的全部电子求和。考虑到瞬发 γ 辐射的释放率 $f(t) = ae^{-t}$,经过详细计算可得场强的峰值为

$$E \approx \frac{m_0 v_0^2}{8\epsilon r} \left(\frac{a a}{c} \right)^2 \sin\theta, \quad (15.8-4)$$

式中 $\frac{1}{2} m_e v_e^2$ 为电子的动能, 取作 0.25 MeV , $\alpha = 10^{-8} \text{ 秒}^{-1}$, 弹体半径 $a = 10 \text{ 米}$, θ 为极轴与观

测点方向之间的夹角, 如图 15·8-3 所示, 图中以地磁场方向为极轴, 则

$$E_{\dots} \approx 10^3 \sin\theta / r \quad \text{伏/米} \quad (15\cdot8-5)$$

r 的单位为公里。其频率在 $(10-100) \text{ MC}$ 之间, 持续时间为 10^{-7} 秒的量级。

由于外层空间存在着低密度等离子体, 使得高频信号色散, 经过空间的衰减, 传到地面的信号的峰值近似为

$$E_{\dots} \approx 10^4 \sin\theta / r^{3/2} \text{ 伏/米}, \quad (15\cdot8-6)$$

而信号的持续时间随距离而增加, 可以近似表为

$$\Delta t = 10^{-10} r \quad (\text{秒}), \quad (15\cdot8-7)$$

单位和 (15·8-5) 式同。

三、瞬发 γ 辐射和 X 射线从 100 公里以上高空进入大气层, 可以看成是一个以光速运动的球面波向下传播, 波的厚度为 $c\tau$, τ 为 γ 辐射或 X 射线发射的持续时间, 约 $(10^{-7}-10^{-8})$ 秒, 即球面波是一个几米到几十米的球壳层。向大气传播的 X 射线约在 $(70-100)$ 公里, γ 辐射约在 $(20-30)$ 公里与空气的相互作用为最显著, 这二个区域就是 X 射线和 γ 辐射能量沉积的区域。在沉积区康普顿电流为最大, 高于这个区域, 由于大气密度稀薄, 散射比较弱, 低于这个区域, 大部分被吸收。在能量沉积区域内, 康普顿电流和大气电导率的变化将激励高空 NEMP, 是高空核爆炸电磁辐射的主要形式。

沉积区的康普顿电流和低空爆炸情况相似, 有径向分量和地磁场引起的横向分量, 但是后者比低空爆炸时强得多。

径向电流激励的场的时间特性主要与电流的空间分布有关, 它的频率较低, 幅值小, 通常可以忽略。

当辐射球壳与大气作用时, 不可能是球对称的, 因此径向电流, 如电偶极子模型那样也会激励起横向场。但是激励横向场的主要源是横向电流, 类似磁偶极子模型, 而且横向电流所激励场的时间特性与电流的空间分布无关, 仅有赖于辐射源的特性, 基本上和康普顿电流是同步的, 因而信号的频率在 $(1-10)$ 兆赫之间, 幅值大。

首先做简化的分析, 而后再过渡到实际情况。以爆心为直角坐标系的原点, Z 轴相当于矢径方向, 向下, Y 轴为地磁场方向, 电流 J 有两个分量 J_x 、 J_y 。和 § 15.6 的讨论一样, 采用高斯单位制, 麦克斯韦方程组为

$$\frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} E_x, \quad (15\cdot8-8)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} - 4\pi\sigma E_x + 4\pi J_x = -\frac{\partial}{\partial z} B_y, \quad (15\cdot8-9)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} + 4\pi\sigma E_x + 4\pi J_x = 0, \quad (15\cdot8-10)$$

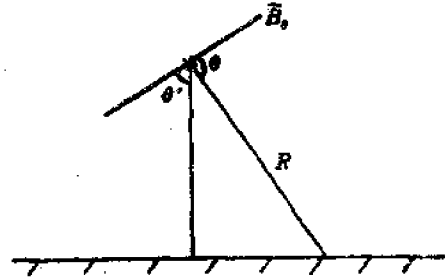


图 15·8-3 高空壳信号计算的坐标系

引进外辐射场 F 和内逸场 G

$$F = E_z + B_r, \quad G = E_z - B_r, \quad (15\cdot8-11)$$

$$E_z = (F + G)/2, \quad B_r = (F - G)/2, \quad (15\cdot8-12)$$

以及

$$\tau = ct - z, \quad (15\cdot8-13)$$

利用

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial \tau}, \quad \frac{\partial}{\partial z} \rightarrow \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial \tau}, \quad (15\cdot8-14)$$

则场方程 (15·8-8) — (15·8-10) 式化为

$$\frac{\partial F}{\partial z} + 2\pi\sigma F = -4\pi J_z - 2\pi\sigma G, \quad (15\cdot8-15)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} + \pi\sigma G = \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial z} - 2\pi J_z - \pi\sigma F, \quad (15\cdot8-16)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial \tau} + 4\pi\sigma E_z = -4\pi J_z, \quad (15\cdot8-17)$$

径向场的方程 (15·8-17) 式和低空爆炸的径向场方程完全一样, 也存在一个饱和场, 其大小为 $E_{z_s} = -J_z/\sigma$ 。场达到饱和的条件与空气的电导率达到极大是一致的。如果康普顿电流脉冲按 $e^{\alpha z}$ 增长, 当

$$\sigma_1 \geq \frac{\alpha}{4\pi c} = \frac{\alpha}{z_0 c} \approx 10^{-3} \text{ 1/米} \cdot \text{欧姆} \quad (15\cdot8-18)$$

场即饱和。用 (15·4-15) 式可以估计饱和场的半径 r_{01} , 对于百万吨爆炸约 50 公里, 由 (15·3-28) 式估计达到饱和场需要的剂量率约为 10^8 拉德/秒。

方程 (15·8-15) 式亦有类似的性质, G 小于 F , 忽略 σG , 则方程 (15·8-15) 和 (15·8-17) 式的形式完全相同, 所不同的是一个以 τ 为变量, 另一个以 z 为变量, 显然 F 也存在饱和值。在高度足够高时, 略去 σG 后, 则由 (15·8-15) 式得

$$\begin{aligned} F(z, \tau) &\approx -4\pi \int_{-\infty}^z J_z(z', \tau) dz' \\ &= -4\pi \int_{-\infty}^z J_{0z} e^{\alpha z'/H_0} dz' \approx -4\pi H_0 J_z(z, \tau), \end{aligned} \quad (15\cdot8-19)$$

式中 H_0 为大气标高, 可取为 7 公里。 F 的饱和值为

$$F_s = -2J_z/\sigma, \quad (15\cdot8-20)$$

出现的条件对应于

$$\sigma_2 \geq \frac{1}{2\pi H_0} = \frac{2}{z_0 H_0} \approx 10^{-6} \text{ 1/米} \cdot \text{欧姆}, \quad (15\cdot8-21)$$

$\sigma_1/\sigma_2 = 10^3$ 。在高空条件, $r_0 \sim \sigma^{-1/2}$, 由此可以估计 F 的饱和半径 $r_{02} \approx 30r_{01}$, 对于百万吨爆炸, 约为 1500 公里。应该强调指出, 这个距离是指爆心到沉积区的斜距, 而沉积区高度以

下则是非饱和场。

现在来说明 F 的饱和半径比 E_z 的大得多的原因。 F 为 J_z 对高度的积分即 (15·8-19) 式, 近似为标高 H_0 与 J_z 的乘积。因为 J_z 的上升时间乘上 c 的距离仅几米, 而 E_z 为 J_z 对时间的积分 (即略去 σE_z 的 (15·8-17) 式), 近似为这个距离与 J_z 的乘积, 比 $J_z H_0$ 小得多。正因为如此, F 较 E_z 容易达到饱和。

当 $F \gg G$, 有

$$E_z \simeq B_y, \quad F \simeq 2E_z, \quad (15\cdot8-22)$$

则 (15·8-15) 式可以写成

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} + 2\pi\sigma E_z = -2\pi J_z. \quad (15\cdot8-23)$$

这个方程乃是外辐射波为主的近似方程, 是求高空 NEMP 近似解的基本方程。

在以爆心为原点的球坐标系中, 如图 15·8-3 所示, 以地磁场方向为极轴, 忽略地球的曲率, 图 15·8-3 中 θ 为磁倾角。作变换

$$\frac{\partial}{\partial z} \rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}, \quad (15\cdot8-24)$$

那么 (15·8-23) 式可以写成

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) + 2\pi\sigma E_\theta = -2\pi J_\theta, \quad (15\cdot8-25)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\varphi) + 2\pi\sigma E_\varphi = -2\pi J_\varphi. \quad (15\cdot8-26)$$

这就是由横向电流求横向场的方程。这组方程首先由 Karzas 和 Latter 导出。

求解方程组 (15·8-25)、(15·8-26) 式的问题, 在于求得在给定的几何条件下, J_θ, J_φ 和 σ 的表达式。

以速度为 v 的康普顿电子在地磁场 B_0 中运动, 其回旋频率为

$$\omega = \frac{eB_0}{m_e c} (1 - \beta^2)^{1/2}, \quad (15\cdot8-27)$$

式中 $\beta = v/c$, 令电子的射程为 R_e , γ 辐射或 X 射线与 \vec{B}_0 的夹角为 θ , 可以求得横向电流 (详细推导参阅文献 [3]) 为

$$J_\theta = -\frac{eV}{\lambda} \frac{e^{-r/\lambda}}{4\pi r^2} \int_0^{R_e/V} dt' f \left[t - (1 - \beta \cos^2 \theta) t' + \beta \sin^2 \theta \cdot \frac{\sin \omega t'}{\omega} \right] \sin \theta \cos \theta (\cos \omega t' - 1), \quad (15\cdot8-28)$$

$$J_\varphi = -\frac{eV}{\lambda} \frac{e^{-r/\lambda}}{4\pi r^2} \int_0^{R_e/V} dt' f \left[t - (1 - \beta \cos^2 \theta) t' + \beta \sin^2 \theta \cdot \frac{\sin \omega t'}{\omega} \right] \sin \theta \sin \omega t', \quad (15\cdot8-29)$$

不考虑次级电子在氧分子上的附着，则次级电子数目为

$$N_s = \frac{P_s V}{R_s \lambda} \frac{e^{-r'/\lambda}}{4\pi r'^2} \int_{-\infty}^t dt' \int_0^{R_s/V} dt'' f \left[t' - (1 - \beta \cos^2 \theta) t'' + \beta \sin^2 \theta \frac{\sin \omega t''}{\omega} \right] \quad (15 \cdot 8 - 30)$$

代入 (15·8-25) 和 (15·8-26) 式，便可以求得 $E_{\theta, \varphi}(t)$, $E_{\varphi}(t)$

$$E_{\theta, \varphi}(t) = -\frac{2\pi}{r} \int r' dr' J_{\theta, \varphi}(r', t) e^{-2\pi \int_{r'}^r \sigma(r'', t) dr''} \quad (15 \cdot 8 - 31)$$

式中脚标 θ, φ 分别表示两横向量。由这个解可以看出 $E_{\theta, \varphi}(t)$ 的持续时间和康普顿电流的持续时间同量级，其波形与 γ (或 X) 辐射至测点的入射角 θ 关系极为密切。例如令 $f(t)$ 为 δ 函数，则 $E_{\theta, \varphi}$ 可以近似写为

$$E_{\theta, \varphi} = E \cdot \xi_{\theta, \varphi} \quad (15 \cdot 8 - 32)$$

$$\xi_{\theta} = \begin{cases} \frac{-\sin \theta \cos \theta (1 - \cos \psi)}{1 - \beta \cos^2 \theta - \beta \sin^2 \theta \cos \psi}, & \text{当 } \psi < \frac{\omega R_s}{\beta c} \\ 0 & \text{当 } \psi > \frac{\omega R_s}{\beta c} \end{cases} \quad (15 \cdot 8 - 33)$$

$$\xi_{\varphi} = \begin{cases} \frac{\sin \theta \sin \psi}{1 - \beta \cos^2 \theta - \beta \sin^2 \theta \cos \psi}, & \text{当 } \psi < \frac{\omega R_s}{\beta c} \\ 0 & \text{当 } \psi > \frac{\omega R_s}{\beta c} \end{cases} \quad (15 \cdot 8 - 34)$$

式中 ψ 由下式求出

$$(1 - \beta^2 \cos^2 \theta) \psi - \beta \sin^2 \theta \sin \psi = \omega t \quad (15 \cdot 8 - 35)$$

其物理意义是当 $t < R_s/V$ 时，电磁场才能建立，当 $t > R_s/V$ 时，电磁场已消失。

应该指出，以上讨论的仅指激励源 J_s, σ 异于零的区域。在沉积区高度以下， γ (或 X) 辐射消失， $J_{\theta, \varphi}, \sigma$ 也随之消失。由 (15·8-25) 式可见，对于无源的辐射场， $E_{\theta, \varphi} \sim \frac{1}{r}$ ，这是必然的结果。对无源的辐射场，在远距离上场强可以近似写为

$$E_{\theta, \varphi} \approx E_s \frac{r_0}{r} \quad (15 \cdot 8 - 36)$$

如果 γ (或 X) 辐射按指数率增长，即 $e^{\omega t} = e^{\omega t/c}$ ，由定饱和场半径的 (15·4-15) 式，可得

$$r_0^{\frac{1}{2} \cdot \frac{\omega t}{c} - \frac{r_0}{\lambda}} \approx \text{常数} \quad (15 \cdot 8 - 37)$$

$$r_0 \approx \frac{\alpha \lambda}{c} \tau - 2\lambda \ln r_0 + \text{常数} \quad (15.8-38)$$

比较 (15.8-36) 和 (15.8-38) 式, 可见辐射场 E_{θ} 与 τ 近似为线性关系, 其增长率有赖于 α , 换句话说, 辐射场的上升前沿能反映 γ (或 X) 辐射的增长过程。

其实, 对于低空爆炸, 同样存在因地磁场导致的横向电流, 在辐射场中, 也存在能反映 γ 辐射增长率 α 的脉冲, 不过它的幅值比较小, 迭加在低空 NEMP 的前沿上, 而且具有东正西负, 南北小的特征, 它反映了地磁场的影响。这可能就是美国人报导的如图 15.8-1 所示的快信号。

四、现在来介绍数值计算结果的一些基本特征。因为激励高空电磁脉冲的源主要是地磁场引起的横向电流, 所以必须以确定的地磁方位 (磁倾角 θ_0 , 磁偏角 φ_0 , 距地面高度) 来进行计算。这里选定地球的北半球, $\theta_0 = 60^\circ$, $\varphi_0 = 0^\circ$ 爆炸高度为 100 公里, 当量为 100 万吨。在以爆心为原点的球坐标系中, 以地磁场方向为极轴, 如图 15.8-3 所示。数值求解 (15.8-28) — (15.8-31) 式, 便可以求得 E_θ , E_φ 。由于地磁场的影响, $E_\theta(t)$, $E_\varphi(t)$ 是 r, θ, φ 的函数, 情况比较复杂, 难以给出简要的概括, 只能就一些基本特征进行介绍。

一般情况下, $|E_\theta|$ 的峰值比 $|E_\varphi|$ 的峰值大, 最大可以大一个量级以上, E_θ 峰值的量级为 10^6 伏/米。由 (15.8-33) — (15.8-34) 式可以看出 E_θ , E_φ 的极性与 θ 角的关系, 当 $\theta < 90^\circ$, E_θ 为负极性, 当 $\theta > 90^\circ$, 则为正极性, 而 E_φ 皆为正极性。当 φ, r 为定值时, $E_\theta(t)$ 与 θ 角的变化参见图 15.8-4, 随 θ 角增大, 峰值减小, 峰值出现时间推迟, 脉冲宽度显著增大; 峰值大小、出现时间随 θ 角的变化参见表 15.8-1。

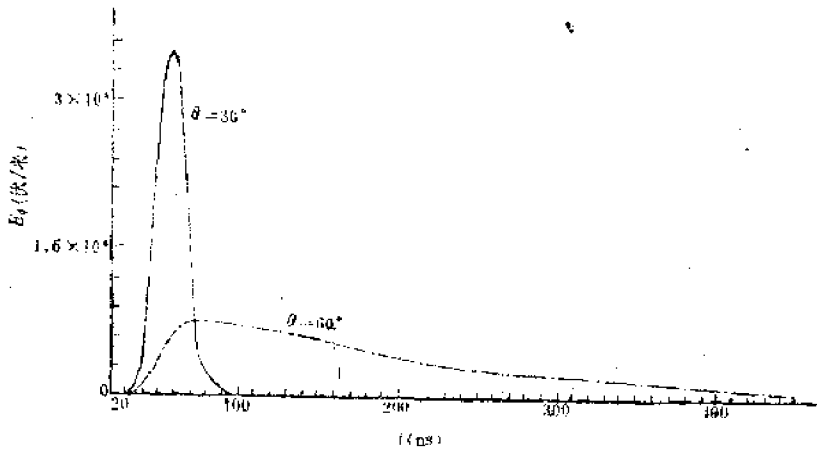


图 15.8-4 $\varphi = 0^\circ$ $r = 50$ 公里 不同 θ 角的 $E_\theta(t)$

表 15.8-1 不同 θ, r 电场峰值 (千伏/米) 及其出现时间 (毫微秒)

θ	30°				60°			
	峰值 E_θ		峰值 E_φ		峰值 E_θ		峰值 E_φ	
r (公里)	峰值	出现时间	峰值	出现时间	峰值	出现时间	峰值	出现时间
1.5	-22	154	30	82	8	166	28	76
20	-15	106	30	76	4	142	15	76
50	-7	58	36	58	2	142	8	76
100	-0.8	58	8	43	1	142	4	76

由表 15·8-1 可见, 当 φ 、 θ 为定值, $r < 50$ 公里, E_0 峰值随距离略有增加, 当 $r > 50$ 公里后才随距离近似按一次方衰减。峰值出现时间和脉冲宽度与距离有关, 当 r 小时, 出现时间晚, 脉宽较宽, 反之, 当 r 大时, 出现时间早, 脉宽较窄。对于脉宽这是不难理解的, 因为脉宽可以估计为 Re/V , 当 $0^\circ < \theta < 90^\circ$, 距爆心愈近, Re 愈大, 脉宽必然较宽, 反之, Re 小, 脉宽必窄。峰值出现时间 t_m 可以由 (15·8-34) 和 (15·8-35) 式来估算, 最粗略近似是 $t_m \sim Re/2c$, 与脉宽相似, 决定于 Re 的大小。

当 $r < 10$ 公里, $E_0(t)$ 的主频率在 10^7 赫兹左右, 高频可达 10^8 赫兹; 当 r 大于数十公里后, 主频率在 10^8 赫兹左右, 高频可达 10^9 赫兹。

对于地球表面, 可以简单说成凡是能直视到爆心的大部分区域, E_0 峰值都有近 10^4 伏/米的量级, 主频率在 10^8 赫兹左右。一般说来与爆心连线垂直于地磁场的地面处 (即 $\varphi_0 \cong 180^\circ$, $\theta_0 \cong 90^\circ$) 的 E_0 为最强。在这里所列举的算例中, 爆心投影点正南方 (约 100—200) 公里范围内, E_0 峰值为 10^4 伏/米; 投影点地面, E_0 峰值约为 3×10^5 伏/米, 正南方 58 公里约为 5×10^3 伏/米, 正南方 173 公里约为 10^4 伏/米。

对于磁场, 除了极近距离以外, 在这里所使用的高斯单位制下, $|E_0| \cong |B_0|$, $|E_0| \cong |B_0|$ 即 $G \cong 0$ (参见 15·8-22 式), 对于不同 θ , E_0 与 B_0 的极性相同, 当 $\theta < 90^\circ$, E_0 与 B_0 的极性相反, 当 $\theta > 90^\circ$, 其极性相同。

最后应该指出, 这里所列的数据都没有考虑电离层的影响。

五、以上讨论的 NEMP, 不论其特征如何, 激励场的最根本原因都是 γ 辐射、X 射线引起康普顿电流和电导率变化所致。现在来介绍另一种模型——场位移模型。

核爆炸的火球是一个等离子体球, 它以一定的速度 $\dot{R}_1(t)$ 向外膨胀, 同时将排斥地磁场。可以把它等效为一个磁偶极子, 向外发射出极低频的电磁辐射。

对于半径为 R_1 的等离子体球, 如图 15·8-5 所示, 球外任一点 r 处磁感应强度为

$$B_r = B_0 \left(1 - \frac{R_1^3}{r^3} \right) \cos \theta, \quad (15\cdot8-39)$$

$$B_\theta = -B_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{R_1^3}{r^3} \right) \sin \theta, \quad (15\cdot8-40)$$

与球面相切的外表面的场强为

$$B_\theta(R_1, \theta) = -\frac{3}{2} B_0 \sin \theta, \quad (15\cdot8-41)$$

由于等离子体球表面产生表面电流才能排斥地磁场, 由该表面电流产生的磁偶极矩为

$$\vec{M} = -B_0 \frac{R_1^3}{2} \vec{e}_z = M_0 \vec{e}_z, \quad (15\cdot8-42)$$

式中 \vec{e}_z 为地磁场方向的单位矢量。由此可得辐射场

$$E_\theta = -\frac{Z_0 \dot{M}_0 \sin \theta}{4\pi c^2 r},$$

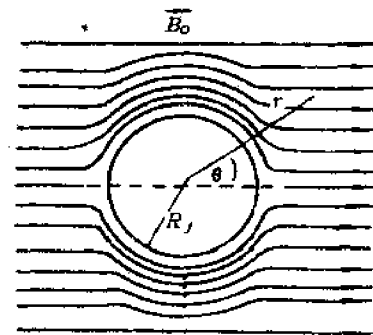


图 15·8-5 等离子体球排斥地磁场示意图

$$H_{\theta} = \frac{\dot{M}_0 \sin\theta}{4\pi c^2 r}, \quad (15.8-43)$$

由火球膨胀规律 $R_f(t)$, 即可求得上述值。

对于高空爆炸, 假定火球膨胀速度为常数 u , 则

$$R_f = ut, \quad (15.8-44)$$

因此

$$E_{\theta} = Z_0 \frac{3B_0 u^2 R_f}{4\pi\mu_0 c^2 r} \sin\theta. \quad (15.8-45)$$

为了估计它的最大值, 令 $r = R_f$, $u/c \approx 1$, $B_0 = 0.3$ 高斯, 则

$$E_{max} \approx 5 \times 10^3 \text{ 伏/米}, \quad (15.8-46)$$

它的频率在 1 赫以下

场位移模型激励的极低频的电磁辐射, 在大气层核爆炸情况下也是可以观察到的, 它往往和地磁、地电现象相联系。

在等离子体球扩展过程中, 运动到球面的电子将受到球面磁场的反射回到球内, 在球面将受到磁场的作用而做进动。在早期, 电子是相对论电子, 在后期是非相对论电子, 它们将分别发射出同步辐射和回旋辐射, 这些辐射的频率在微波到红外范围内, 但幅度较小, 可能是高空核爆炸噪声信号的来源之一。

参 考 文 献

- [1] 见第十四章文献[1]
- [2] C. L. Longmire., H. J. Longley, DNA-3192T (1971).
- [3] 见第十四章文献[4].
- [4] V. Gilinsky, RM-4988 (1966). *Development of a Radio Signal from a Nuclear Explosion in Atmosphere.*
- [5] R. L. Knight, et al. *EMP Environment Studies.*
- [6] W. J. Karzas, R. Latter, *Phys. Rev.* 126. (1962) 1919.
- [7] J. K. Theobald, LA-2808 (1963). *Fast Electromagnetic Signals Produced by Nuclear Explosion in Troposphere.*

第十六章 NEMP的传播

§ 16.1 引言

研究NEMP的传播有三个方面的内容：1.通过电离层向上方的传播；2.通过大地和电离层间构成的地球波导向远处的传播；3.通过大地向地球深处的传播。就目前来看，前两个问题是有实际意义的课题，但这里仅能讨论第二个问题。

详细研究第二个课题的目的，在于弄清远区NEMP的特征，它随距离和不同大地电离层条件、不同传播方向、昼夜等影响因素的变化规律，探索它和近区NEMP的联系，从而为远区探测核爆炸提供依据，反过来也可以为研究低频电波长距离传播提供资料。

频率 f 低于300千赫，波长 λ 大于1公里的电磁波，称为低频(长波)，通常还可以分成三个频段：

低频(长波)： $f = (300-30)$ 千赫

$\lambda = (1-10)$ 公里

甚低频(超长波)： $f = (30-3)$ 千赫

$\lambda = (10-100)$ 公里

极低频(极长波)： $f < 3$ 千赫

$\lambda > 100$ 公里

近区NEMP频谱的主要能量分布在100千赫以下，主频率在(10—20)千赫，因此NEMP的传播基本上是甚低频电波的传播问题。

低频电波的传播是电波传播的一个重要领域，受到了人们极大的重视，在理论和应用方面都有了极丰富的进展。这里仅能就NEMP传播问题中所必须涉及的内容做些简单介绍，以便解释远区NEMP的特征。

和NEMP在地球波导中传播极为相似的有天电。所谓天电是指大气中的闪击放电过程所发射的电磁辐射，它也是以脉冲形式传播的，主频率约(2—30)千赫，持续时间要比NEMP长，约(100—1000)微秒。天电发生的次数是极其频繁的，尤其是在夏季，一个上午能发生(3—4)百次，甚至更多。天电经过地球波导传播以后，远距离的天电波形中有一部分和NEMP波形很相近，有时很难区别，给远区NEMP的研究带来了比较大的困难，为了克服这个困难，了解天电的特征是必要的。

闪击放电还产生“哨音”；它是沿地磁磁力线传播的天电现象。一般自然哨音的持续时间约为2秒，频率由30赫衰变到几赫，与天电类似的NEMP也可能产生类似的核哨音现象。

大气层核试验的次数不少，也有不少间接的关于远区NEMP的公开文献报道，但实测波形及其特征分析的公开报道却不多见，这使得本章所讨论的内容有较大的局限性，有些结论只是理论分析的结果，看来还有待进一步检验。

§ 16.2 远区NEMP的特点

NEMP在传播过程中,在离爆炸源大约100公里范围内,主要是沿大地表面传播,波形没有多大的畸变,保持着核爆炸辐射场的特征。在100到约500公里范围内,需要考虑NEMP从高度约为(60—90)公里电离层D层的反射。反射回到地面的波(称天波)和沿地面传播的波(称地波)的叠加,使得这个区域的波形略有畸变,但由于天波比地波弱得多,而且天波比地波晚到(50—60)微秒以上(距离愈短滞后愈长),因此其结果是在原来的三个准半周的波形上叠加另一个“三个准半周”波形,如图16·2-1c所示。由于地波传播中频率高的衰减大,因而反映 γ 辐射的时间变率 $f(t)$ 特点的高频振荡部分衰减很大,以致消失,上升前沿变慢,准半周略有展宽。如果仍然以前三个准半周为主要观察对象的话,大体上保持了辐射

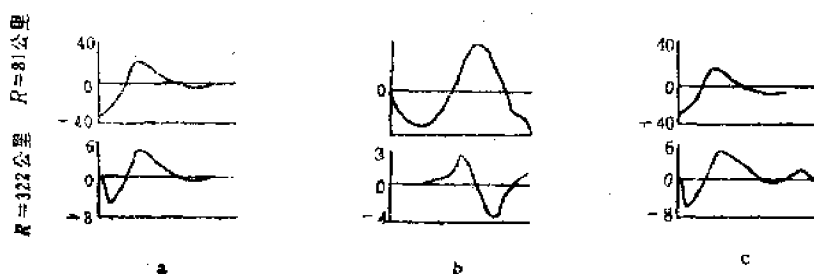


图16·2-1 81和322公里的计算波形

a——地波 b——天波, c——合成波

场的基本特征。为了形象起见,引用J. R. Johler^[1]的计算结果来说明问题。该文用距爆心44.6公里的波形(见图15·2-3)作为源,考虑到电离层的反射,给出了距爆心为81公里和322公里的波形,如图16·2-1所示。图号a为地波, b为天波, c为叠加后波形。和图15·2-3比较来看,其区别是:1. 前沿上升的陡度略为变慢,前二准半周时间略有增长;2. 出现了新的准半周。尽管有这些细微的区别,但仍然保持了图15·2-3的基本特征。

当距离再增加,在500到一千多公里范围内,地波已有畸变,天波的贡献也逐渐增大,而且两者的时差也进一步缩短,不仅应考虑一次反射天波,而且要考虑二次以上的天波。在这个距离上的波形已经有了比较大的变化,上升前沿的陡度明显变慢,出现了较多的准半周,整个波形的持续时间明显增长。

当距离达(1—3)千公里时,NEMP的传播基本上由地球波导的传播条件决定,在脉冲的频谱中剩下的大部分只是低于(30—40)千赫的成分,而且脉冲的频谱分布的基本特点随距离不再有什么大的变化。

由于地球波导的滤波作用,使得远区NEMP波形和近区脉冲波形相比有很大的变化,三个准半周的脉冲波形变成了由十几个准半周组成的、持续时间约长达500微秒的准正弦波形,无论是原子爆炸还是热核爆炸,反映核爆炸性质的特征性高频振荡已完全消失,而且二者的波形很为相似,其差异仅保留在第一准半周上。在地波还有一定强度的距离(约(4—6)千公里)内,远区波形第一准半周应能反映近区波形第一准半周的极性。因此,对于原子爆炸,第一准半周基本上是负极性。对于热核爆炸,其极性与近区波形第一准半周的振荡特性有

关，如果其中正极性振荡的振幅大、持续时间长，则远区波形的第一准半周基本上是正极性，与原子爆炸波形的第一准半周极性有 180° 的相位差；反之，如果负极性振荡突出，第一准半周也可能是负极性。当距离再远，地波强度很弱或者消失，记录到的第一准半周可能是天波，那么前述对于核探测具有鉴别意义的特征就会消失。

其次一个重要特征是，波形的前五个准半周持续时间依次递增，而且基本上相对固定。更有意义的是，这个重要特征不受爆炸是氢弹还是原子弹，爆炸方式，传播大地条件和传播方向的影响。文献[2]提供了五个远区波形，见图16·2-2到图16·2-6。估计图16·2-2是苏联国内爆炸的实测波形，传播的大地条件为陆地。文献声称图16·2-2为原子爆炸，图16·2-3为热核爆炸。据我们判断，可能是二者倒置了，即图16·2-2应为热核爆炸，而图16·2-3为原子爆炸。或者是爆炸性质没有错，但波形的极性倒转了。图16·2-4到图16·2-6三个波形，估计是苏联测到的美国58年在太平洋三次试验的波形，图16·2-4是58年4月28日代号为Yucca的86000英尺高度上爆炸的结果；图16·2-5是58年5月21日代号为Nutmeg，在比基尼岛以驳船方式在海面上爆炸的结果；图16·2-6是58年5月30日，代号为Tobacco，在埃尼威托克岛附近

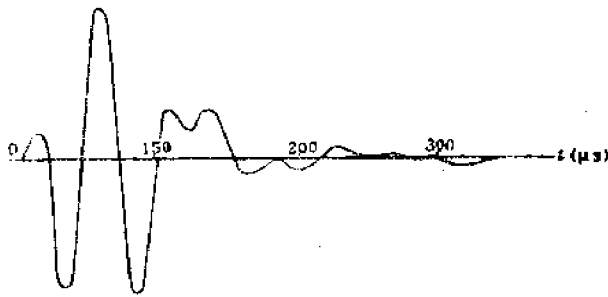


图16·2-2 热核爆炸远区NEMP波形

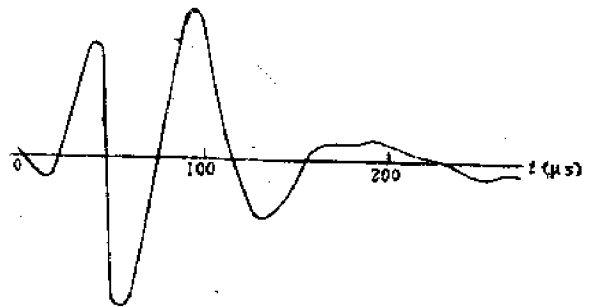


图16·2-3 原子爆炸远区NEMP波形

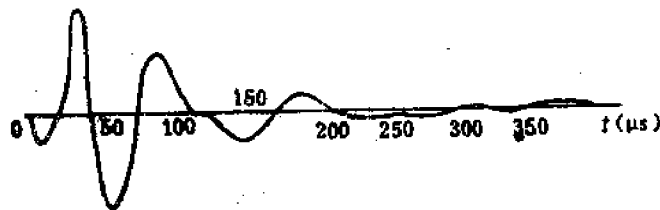


图16·2-4 远区NEMP波形(Yucca)

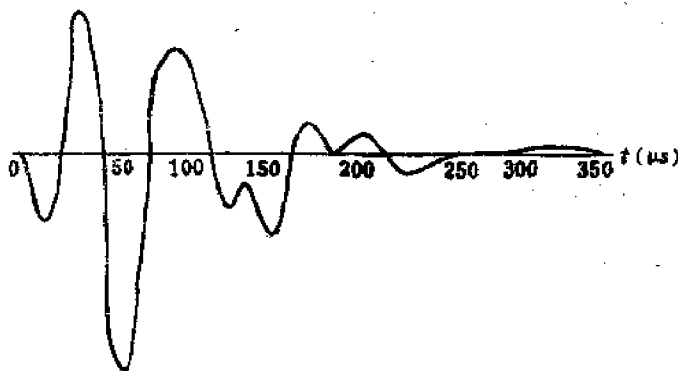


图16·2-5 远区NEMP波形(Nutmeg)

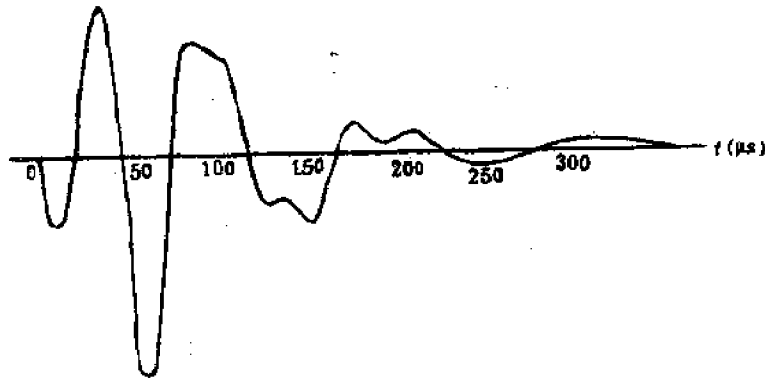


图16·2-6 远区NEMP波形(Tobacco)

海面驳船上爆炸的结果。这三次爆炸的武器类型都未见报道。这三个NEMP波形，据文献讲几乎全是通过海洋传播的，与前二个波形的传播条件不同。从第一准半周的极性判断，后三个波形应全是原子爆炸的波形，可惜没有能得到其它文献报道的证实。

文献[2]给出了不同距离、不同爆炸类型、不同路线和不同传播方向的20个远区波形前五个准半周持续时间的数据，由这些数据总结出如表16·2-1所反映的规律。而且还认为，实际测量的离散值比表16·2-1的离散值还小。

场强的峰峰之间的时间间隔和表16·2-1所列的数据也大致相同。

表16·2-1 五个准半周的持续时间(微秒)

I准半周	— (19—22)
II准半周	— (22—27)
III准半周	— (24—33)
IV准半周	— (28—39)
V准半周	— (45—60)

应该指出，前五个准半周持续时间递增规律，确实为许多实测结果所证实。但它的数值是否严格遵循表16·2-1所列的数据，似乎难以给出定论。但是，在6000公里以内，在(180—200)微秒的时间间隔内有4个半到6个准半周，这一点与许多实测结果相一致。

还有一个有兴趣的现象是，场强的最大峰值几乎都出现在第三个峰值上，直到(6—7)千公里，这个现象都成立。

在距离约2500公里原子爆炸的波形的频谱分析表明，在4千赫附近有很大的衰减，主频率在15.5千赫，过了20千赫后，频谱明显的下降，并有强烈的不规则振荡。这就证实了前面所讲，远区波形的大部分能量是在(30—40)千赫以下的结论。有人从理论上提出远区EMP有一个极低频的分量，从波形看有个持续时间比较长的慢尾，而慢尾可能是由正、负准半周组成，可惜没有收集到任何实测结果来证明这一点。

尽管天电的初始波形和近区NEMP有很大的差异，但在(1—3)千公里以远的距离上，和NEMP在地球波导中传播一样，基本上由传播条件决定。因而天电的远区波形和NEMP的

波形极为相似，是远区NEMP测量、分析、鉴别的主要干扰来源。例如Taylor^[43]报道了由东向西，距离为1250到4480公里的波形和频谱，粗看起来和远区NEMP的波形难以区分。

天电的研究受到了很大的注意，实测的结果不少。由于天电及其传播规律的复杂性，虽然可以归纳出一些规律，但偏离的例外还不能排除。从研究NEMP的角度来看，关心的是波形的第一个准半周的极性，前五个准半周持续时间的特征和主频率的变化规律。

天电的第一准半周的极性可正、可负，随着距离大于(5000—6000)公里，极性发生反转。各准半周的持续时间也是逐个递增的，随着距离增加，各准半周的持续时间逐渐减小。和远区NEMP比较来看，在距源的相同距离上，就前五个准半周时间来看，天电的略长，在200微秒时间内，天电的准半周个数为近4个到5个，比NEMP的约少一个准半周。天电的主频率一般都在约10千赫以下，随着距离加大，主频率略有增加。当距离大于(3000—4000)公里以后，主频率稳定在10千赫左右，变化不大。这一点和原子爆炸的NEMP比较，差别要大一些。原子爆炸的主频率一般都大于10千赫，但热核爆炸的主频率却在10千赫以下，和天电又难以区别。NEMP的主频率随距离的增加似乎略有减小，但变化不明显。

在千公里范围内天电的最大峰值也出现在第三个准半周，但随距离增加逐渐向后移动，例如在4500公里处就会出现在第四个准半周上。

天电和远区NEMP的区别是细微的，那一些可以用来准确区分它们，还不是那么明白无误，有待进一步的分析、判断。因此还难以按照脉冲波形的选择来保证NEMP探测的唯一性，需要在探测手段上采取特殊措施，例如用定向和准确的时间同步等办法来排除天电的干扰。

以上讨论的NEMP特点及其与天电的区别，都是在白天条件下得到的。对于夜间，核爆炸的次数极少，只能根据理论，参照白天的结果进行推断。但是，在白天—夜晚过渡时期，即日落或日出时，甚低频和极低频电波的传播条件要复杂得多，这种条件下的NEMP波形有极大改变，更难和天电相区别，而且波形不具有前面所指出的特征，其波形参见文献[2]

§ 16.3 大地表面和电离层的反射特性

本节简单介绍大地和电离层的电参数及其反射系数，以供后两节讨论之用，详细内容请参阅有关专著。

一、在甚低频以下的电波传播的问题中，由于波长比较长，地面的起伏可以忽略，因而可以把地面近似认为是均匀的面。对于地下介质，在垂直方向上，可以近似认为是各向同性的。从水平方向看，考虑到陆地海洋的过渡，因而大地表面可以看成是沿水平方向分层的。

地面的介电系数 ϵ_g 和电导率 σ_g 与地面的性质有关，不同地面在甚低频波段的参数见表16.3-1。

表16.3-1 不同类型地面的电参数

地面类型	ϵ_g/ϵ_0	σ_g (姆欧/米)	$\bar{\sigma}_g$ (姆欧/米)
干土	3—4	10^{-5} — 2×10^{-3}	10^{-3}
湿土	10—30	3×10^{-3} — 3×10^{-2}	10^{-2}
海水	80	1—5	4.5

现在来讨论地面的反射系数R和地表的表面阻抗Z。

取坐标系如图16·3-1, 若入射波为垂直极化波, 即电矢量在入射面内, 磁矢量和地面平行, 入射面为X-Z平面, 入射角为 φ , 反射角为 φ' , 折射角为 ψ , 根据定频的麦克斯韦方程

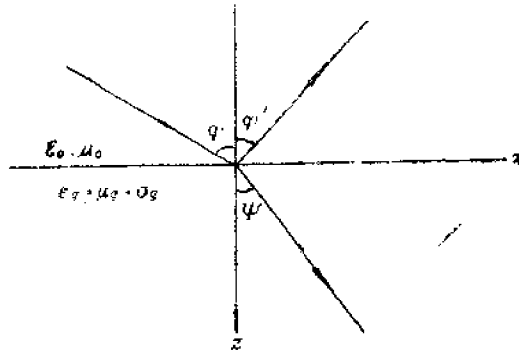


图16·3-1 平面波入射坐标

$$-i\omega\epsilon_0 \vec{E} = \nabla \times \vec{H}, \quad (16\cdot3-1)$$

考虑到磁场仅有一个分量

$$H_y = H_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})}, \quad (16\cdot3-2)$$

再根据反射系数 R_v 和表面阻抗 Z_s 的定义

$$R_v = \frac{H_{y,r}}{H_{y,i}} \Big|_{z=0}, \quad (16\cdot3-3)$$

$$z_s = \frac{E_{x,t}}{H_{y,t}} \Big|_{z=0}, \quad (16\cdot3-4)$$

式中脚标 r 、 i 分别表示反射波和入射波的量, g 表示地面的量, 那么由边界条件可以求得

$$Z_s = \frac{k_z \cos \psi}{i\sigma_g + \omega\epsilon_g}, \quad (16\cdot3-5)$$

$$\begin{aligned} R_v &= \frac{Z_0 \cos \varphi - Z_s}{Z_0 \cos \varphi + Z_s} \\ &= \frac{\cos \varphi - \Delta_s}{\cos \varphi + \Delta_s}, \end{aligned} \quad (16\cdot3-6)$$

式中

$$k_z = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_g} \left(1 + i \frac{\sigma_g}{\omega \epsilon_g} \right)^{1/2}, \quad (16\cdot3-7)$$

$$\Delta_s = Z_s / Z_0, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}. \quad (16\cdot3-8)$$

Δ_s 称为归一化阻抗。

对于甚低频, 以上结果可以化简。一般有

$$k_g \gg k_0 \quad k_v = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad (16.3-9)$$

考虑到在界面上 E_x 、 H_y 连续条件，即

$$\begin{aligned} k_g \sin \Psi &= k_0 \sin \varphi, \\ k_v \cos \Psi &= (k_g^2 - k_0^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}, \end{aligned} \quad (16.3-10)$$

或近似有

$$k_v \cos \Psi \approx (k_g^2 - k_0^2)^{1/2}, \quad (16.3-11)$$

因而地面表面阻抗化为

$$Z_s = \frac{(k_g^2 - k_0^2)^{1/2}}{i\sigma_g + \omega \epsilon_g}, \quad (16.3-12)$$

即表面阻抗仅与地面的电参数有关，而与入射波的方向无关。

若入射波为水平极化波，即其电场平行于地面，且仅有一个分量。类似以上讨论，地面的表面导纳 Y_s 定义为

$$Y_s = \left. \frac{H_{y_g}}{E_{x_g}} \right|_{z=0}, \quad (16.3-13)$$

那么由边界条件同样可以求得水平极化波的反射系数

$$R_h = \frac{\cos \varphi - Y_s Z_0}{\cos \varphi + Y_s Z_0}, \quad (16.3-14)$$

$$Y_s = \frac{k_g \cos \Psi}{\omega \mu_g} \quad (16.3-15)$$

$$\sim \frac{(k_g^2 - k_0^2)^{1/2}}{\omega \mu_0}, \quad (16.3-16)$$

反射系数 (16.3-6) 和 (16.3-14) 写成显式为

$$R_v = \frac{\left(\epsilon_r + i \frac{\sigma_g}{\omega \epsilon_0} \right) \cos \varphi - \left[\left(\epsilon_r + \frac{i \sigma_g}{\omega \epsilon_0} \right) - \sin^2 \varphi \right]^{1/2}}{\left(\epsilon_r + i \frac{\sigma_g}{\omega \epsilon_0} \right) \cos \varphi + \left[\left(\epsilon_r + \frac{i \sigma_g}{\omega \epsilon_0} \right) - \sin^2 \varphi \right]^{1/2}}. \quad (16.3-17)$$

$$R_h = \frac{\cos \varphi - \left[\left(\epsilon_r + \frac{i \sigma_g}{\omega \epsilon_0} \right) - \sin^2 \varphi \right]^{1/2}}{\cos \varphi + \left[\left(\epsilon_r + \frac{i \sigma_g}{\omega \epsilon_0} \right) - \sin^2 \varphi \right]^{1/2}}, \quad (16.3-18)$$

式中 ϵ_r 为相对介电系数，

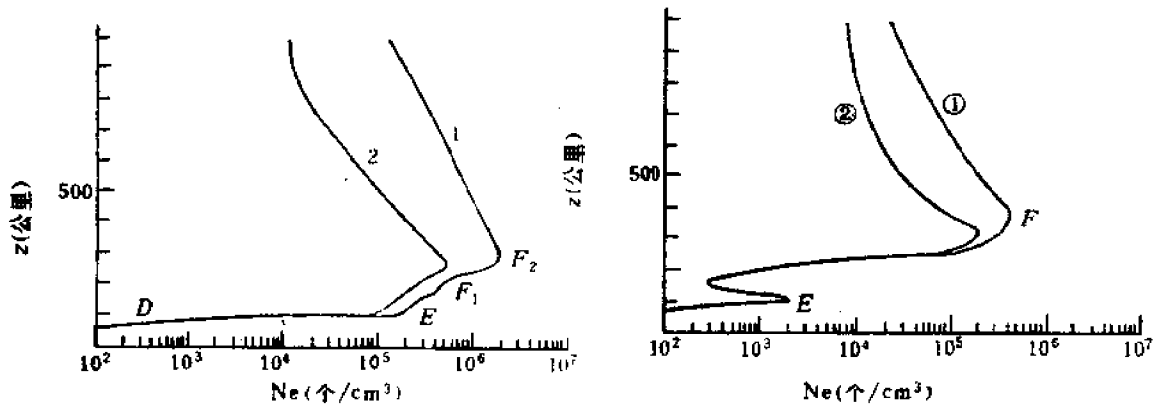
$$\epsilon_r = \epsilon_g / \epsilon_0. \quad (16.3-19)$$

对于地面垂直极化波，经过反射后，仍然是垂直极化的，即反射前后的磁场都是平行于地面，其反射系数可以表为 $_{\parallel} R_{\parallel}$ 。同样，水平极化波经过反射后仍然是水平极化的，即反射前后的电场都是平行于地面，其反射系数也可以表为 $_{\perp} R_{\perp}$ 。

由于甚低频电波的波长较长，进入地面的趋肤深度也比较大，因此在一些地层复杂的地区，不能再认为地面以下电参数分布是均匀的，需要考虑电参数沿垂直方向的分布。关于将地面以下介质按垂直方向作水平分层的反射系数和表面阻抗，这里不再讨论。

二、现在来讨论地球波导的上界——电离层的电参数和反射系数。电离层是从60公里左右高度一直延伸到大气最外缘几千公里高度的空间，在这个区域内，部分或全部分子（原子）电离为电子、正负离子。也就是说，电离层介质是由电子、正负离子和中性粒子所组成的混合物。整体来说，介质呈电中性，故又称冷等离子体。由于电离层是存在于地磁场中，故又称磁等离子体。

电离层的电离程度，用电子数密度 N_e 来表示，其电子数密度按高度的分布示意图 16·3-2 所示。



a 白天

b 夜间

1 —— 太阳黑子周最大值 2 —— 太阳黑子周最小值

图16·3-2 电子数密度随高度的分布*

* 引自 F. S. Johnson 人造卫星手册，科学出版社，1973

电子在外来电磁场作用下将作定向运动，如果略去地磁场的罗伦兹力的作用，电子运动方程为

$$m_e \frac{d\vec{V}'}{dt} + m_e \nu \vec{V}' = e \vec{E}' \quad (16\cdot3-20)$$

式中 $m_e \nu \vec{V}'$ 是电子和离子、中性粒子碰撞所产生的阻力， ν 为平均碰撞频率。令

$$\vec{V}' = \vec{V} e^{-i\omega t},$$

$$\vec{E}' = \vec{E} e^{-i\omega t},$$

则

$$\vec{V} = \frac{e}{m_e} \frac{1}{\nu - i\omega} \vec{E} \quad (16\cdot3-21)$$

电离层中电流密度由位移电流和传导电流组成，即

$$\vec{J} = -i\omega\epsilon_0 \vec{E} + \frac{N_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu - i\omega} \vec{E} \quad (16\cdot3-22)$$

$$= -i\omega\epsilon_0' \vec{E},$$

式中

$$\varepsilon'_i = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{N_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \frac{1}{(\omega^2 + \nu^2)} + \frac{i N_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \frac{\nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \right] \quad (16.3-23)$$

为电离层的复介电系数。

对于甚低频波段有

$$\nu \gg \omega, \quad (16.3-24)$$

且

$$\frac{N_e}{\nu} \ll 1, \quad (16.3-25)$$

则电离层复介电系数化简为

$$\varepsilon'_i = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{i N_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \frac{1}{\omega \nu} \right) \quad (16.3-26)$$

$$= \varepsilon_0 \left(1 + \frac{i \omega_p^2}{\omega \nu} \right), \quad (16.3-27)$$

式中

$$\omega_p^2 = \frac{N_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \quad (16.3-28)$$

为等离子体振荡频率。

如果引进等效电导率

$$\sigma_i = \frac{\omega_p^2 \nu \varepsilon_0}{\omega^2 + \nu^2} \approx \omega_p^2 \varepsilon_0 / \nu, \quad (16.3-29)$$

则复介电系数可以写成一般导体所具有的形式

$$\varepsilon'_i = \varepsilon_0 \left(1 + i \frac{\sigma_i}{\omega \varepsilon_0} \right). \quad (16.3-30)$$

根据不同高度的电离层参数 N_e 和 ν , 便可以求得电参数 ε'_i 和 σ_i 。

电波在电离层的反射、折射与频率有很大的关系。对于低于 100 千赫的低频, 在一个波长的距离内, 电离层的电参数有很大的变化, 因此不妨将电离层看成有突变面的导电介质, 则电波在突变面的反射仍可用 (16.3-17) 和 (16.3-18) 式描述。将有关电离层参数代入后, 反射系数写为

$$R_v = \frac{\left(\varepsilon_r + i \frac{\sigma_i}{\omega \varepsilon_0} \right) \cos \varphi - \left[\left(\varepsilon_r + i \frac{\sigma_i}{\omega \varepsilon_0} \right) - \sin^2 \varphi \right]^{1/2}}{\left(\varepsilon_r + i \frac{\sigma_i}{\omega \varepsilon_0} \right) \cos \varphi + \left[\left(\varepsilon_r + i \frac{\sigma_i}{\omega \varepsilon_0} \right) - \sin^2 \varphi \right]^{1/2}}, \quad (16.3-31)$$

$$R_A = \frac{\cos \varphi - \left[\left(\varepsilon_r + i \frac{\sigma_i}{\omega \varepsilon_0} \right) - \sin^2 \varphi \right]^{1/2}}{\cos \varphi + \left[\left(\varepsilon_r + i \frac{\sigma_i}{\omega \varepsilon_0} \right) - \sin^2 \varphi \right]^{1/2}}, \quad (16.3-32)$$

$$\epsilon_r = \left[1 - \frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0 (\omega^2 + \nu^2)} \right]. \quad (16.3-33)$$

把电离层看成具有突变界面的介质只是一种近似。由于电离层参量是随高度连续变化的，因而电波在电离层中任一点都会发生反、折射，为了求得做为高度函数的反射系数或表面阻抗，就要求解分层介质中的麦克斯韦方程组，这个复杂问题已超出本书范围，可参阅有关专著。

当地磁场作用不能忽略的情况下，电离层的电参数不能再做垂直分层的近似，而是各向异性的。对于具有各向异性的界面，除了保持极化方向的反射系数 R_{\parallel} 、 R_{\perp} 外，还有改变极化方向的反射系数 R_{\perp} 、 R_{\parallel} ，又称变换系数。这四个系数是研究经电离层反射的天波的重要参数，它与电离层电参数和入射角的关系，沃特的书^[6]中有详细的图表可供使用。

§ 16.4 地波的传播

现在来介绍有关地波传播的一些结果。所谓地波，是指不计电离层的作用，位于地球表面的辐射源发射并以绕射方式沿地球表面传播的波。问题归结为在均匀光滑地面的条件下，求解偶极子的辐射场。

一、对于偶极子辐射，赫兹势满足的方程 (14.5-5) 式可以写成

$$\nabla^2 \vec{\Pi} + k^2 \vec{\Pi} = -\vec{P}/\epsilon, \quad (16.4-1)$$

$$k^2 = \omega^2 \epsilon \mu.$$

假定地球为一个球体，令球心为球坐标的原点，地球的半径为 $a \approx 6.4 \times 10^6$ 米。令偶极子在极轴上距原点的距离为 b ，而且 \vec{P} 为仅有径向分量的垂直偶极矩，则

$$\vec{P} = P_0 \delta(r-b) \vec{e}_r, \quad (16.4-2)$$

式中 P_0 为偶极矩。地面上距辐射源的距离为 D ，则

$$D/a \approx \theta. \quad (16.4-3)$$

为了讨论 (16.4-1) 式，当 $\vec{\Pi}$ 仅有径向分量时，可以引进标量函数 u ，

$$\vec{\Pi} = r u, \quad (16.4-4)$$

则 (16.4-1) 式化为

$$\nabla^2 u + k^2 u = -\frac{P_0 \delta(r-b)}{r \epsilon}. \quad (16.4-5)$$

电磁场强度和 u 的关系，由 (14.5-3) 和 (14.5-4) 式可以求得

$$E_r = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial u}{\partial \theta} \right), \quad (16.4-6)$$

$$E_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (r u), \quad (16.4-7)$$

$$H_\phi = -i \omega \epsilon \frac{\partial u}{\partial \theta},$$

$$H_r = H_\theta = E_\phi = 0 \quad (16.4-8)$$

在地面，应满足阻抗条件，即

$$\frac{E_\theta}{H_\phi} \Big|_{z=0} = Z_s \quad (16.4-9)$$

利用归一化阻抗的定义，可得势函数 u 的边界条件

$$\frac{1}{ru} \frac{\partial}{\partial r}(ru) \Big|_{z=0} = -ik_0 \Delta_s \quad (16.4-10)$$

利用边界条件(16.4-10)式，求解赫姆霍茨方程(16.4-5)，在 $k_s \gg k_0$ 的条件下，地面以上自由空间辐射场的垂直分量可以写成下列级数形式

$$E_r = E_0 \left(\frac{\theta}{\sin\theta} \right)^{1/2} \Psi, \quad (16.4-11)$$

式中

$$E_0 = i \frac{Z_0 P_0}{\lambda D}, \quad (16.4-12)$$

Z_0 为自由空间的波阻抗， Ψ 为衰减因子。对于理想导电平面，不存在损耗，因而衰减因子为1，且 $\theta/\sin\theta=1$ ，可见 E_0 就是垂直偶极子在理想导电平面上方自由空间的辐射场。

衰减因子在不同条件下具有不同的形式，如果把地面看成平面，索末菲-福克给出了衰减因子

$$\begin{aligned} \Psi(x) &= 1 - 2\sqrt{x} e^{-x} \int_0^{\sqrt{x}} e^{-\alpha^2} d\alpha \\ &\approx \frac{2 + 0.3x}{2 + x + 0.6x^2}, \end{aligned} \quad (16.4-13)$$

$$x = -i \frac{2\pi D}{\lambda \left(\epsilon_s + 1 + i \frac{4\pi\sigma_s}{\omega} \right)} \quad (16.4-14)$$

当 $\frac{\sigma_s}{\omega} \gg \epsilon_s$ 则

$$|x| \approx \frac{\pi D}{\sigma_s \lambda^2} = \frac{\omega \epsilon_0}{2\sigma_s} k_0 D, \quad (16.4-15)$$

称数字距离或索末菲距离。

诺顿(Norton)给出衰减因子另外一种形式

$$\Psi(x) = 1 + i\sqrt{\pi x} e^{-x} \operatorname{erf}(-ix^{1/2}), \quad (16.4-16)$$

$$\operatorname{erf}(-ix^{1/2}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{-ix^{1/2}} e^{-\alpha^2} d\alpha \quad (16.4-17)$$

从这个形式可以看到，当 $D \approx (1-2)\lambda$ 时， $\Psi(x) \approx 1$ ，即过渡到理想导电平面的结果。

在距辐射源较近的地面上，电波和光线一样可以直射到，直射到的区域称为“照射”区，较远的地面上电波不能直射到，称为“阴影”区。用射线与地面的入射角 φ 来判断， $\varphi < \pi/2$ 的区域为照射区， $\varphi > \pi/2$ 的则为阴影区。详细地可以分成照射、半阴影和阴影区。在源和接收点都具有一定高度的情况下，可以引进

$$D_0 = \sqrt{2a(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})}, \quad (16.4-18)$$

式中 h_1 和 h_2 分别为源和接收点的高度，那么当 $D \ll D_0$ 为照射区， $D \gg D_0$ 为阴影区， $D \approx D_0$ 为半阴影区。

当接收点的距离比较远时，落在阴影区内的场强衰减与波长有关，其衰减函数的形式也略有差异，但一般可以表为

$$E \sim \frac{1}{(\lambda^{1/3} D)^{1/2}} e^{-AD/\lambda^{1/3}}, \quad (16.4-19)$$

式中 A 为待定常数。尽管衰减函数有多种形式的表达式，但指数衰减这一项则是一致的。由此可见，频率愈高的波随距离衰减愈显著，所以，一个脉冲在传播过程中，其高频成份随距离增加逐渐消失，这就是氢弹远区EMP的高频振荡会完全消失的原因。

其次大地电导率 σ_s 的大小对衰减有明显的影响，随 σ_s 减小，衰减增加。

仔细地研究地波，还需要深入考虑地球分层介质和几何不均匀性（地形、地物）等的影响。

§ 16.5 波跳理论及其计算结果简介

电磁波在地球波导中是以波在大地表层和低电离层之间连续反射的形式向远距离传播。这方面已开展了大量的理论和实测的研究。在理论工作中主要发展了两种方法，一种是几何光学的方法，又称波跳理论；另一种是波导模理论。在这一节里，主要根据J. R. Johler的工作^[1]介绍波跳理论的计算结果。下一节对波导模理论再作简单介绍。

一、波跳理论的基本想法是：把电磁波近似为几何光线，那么地球波导中任一点的场都是经电离层和地面一次及多次反射的所有反射波——即天波同地波之和。电离层一次反射的波称为一跳波，经电离层 j 次反射，并经地面 $j-1$ 次反射的波称为 j 跳波。

图16.5-1给出了头两条波的路径， j 跳波的地面入射角为 δ_j ，在电离层的反射角为 φ_j ， $\delta_j < \frac{\pi}{2}$ 的地方为 j 跳波的照射

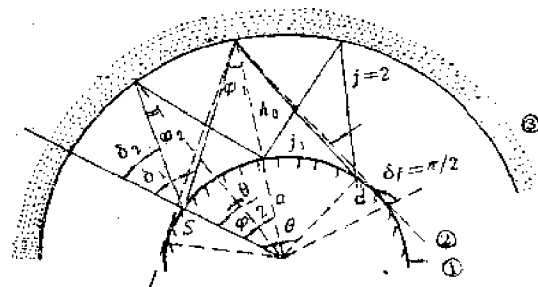


图16.5-1 波跳示意图

1——地球表面；2——几何射线所达范围；3——电离层

区， $\delta_j > \frac{\pi}{2}$ 的地方为阴影区， $\delta_j = \frac{\pi}{2}$ 为擦地入射。

不同跳波所传播的路径长度是不相同的，因而到达接收点的时间也不相同。地波的当地

时间为

$$t'_0 = t - D_0/c_0 \quad (16\cdot5-1)$$

同样 j 跳波的当地时间为

$$t'_j = t - D_j/c_0 \quad (16\cdot5-2)$$

式中 D_0 、 D_j 为地波和 j 跳波所传播的路径长度。可由几何求出 D_j 、 δ_j 、 φ_j 与地球半径 a ，电离层高度 h_0 和角距离 θ 的关系：

$$D_j = 2j[(a+h_0)\cos\varphi_j - a\cos\delta_j] \quad (16\cdot5-3)$$

$$\cos\varphi_j = \frac{[a(1-\cos\theta/2j) + h_0]}{[2a(a+h_0)(1-\cos\theta/2j) + h_0^2]^{1/2}} \quad (16\cdot5-4)$$

$$\cos\delta_j = \frac{[a(\cos\theta/2j - 1) + h_0]}{[2a(a+h_0)(1-\cos\theta/2j) + h_0^2]^{1/2}} \quad (16\cdot5-5)$$

在不太远的范围内，

$$\Delta D = D_j - D_0 \approx [4j^2 h_0^2 + D_0^2(1+h_0/a)]^{1/2} - D_0 \quad (16\cdot5-6)$$

天波与地波的时差为天波延迟时间 Δt ，显然

$$\Delta t = \Delta D/c_0 \quad (16\cdot5-7)$$

接收点辐射电场的垂直分量可以写成

$$E_z = E_z + \sum_{j=1}^{\infty} E_j \quad (16\cdot5-8)$$

E_z 、 E_j 分别为地波和 j 跳波的场强。

对于地面上的垂直偶极子， E_z 由 (16.4-11) 式给出，而 E_j 为

$$E_j = \frac{iz_0 P}{\lambda D_j} G_r G_t \Gamma_j F_j R_j e^{-i\omega t'} \quad (16\cdot5-9)$$

式中 G_r 、 G_t 为收、发天线的方向性系数， R_j 为等效反射系数， Γ_j 为聚焦与发散因子， F_j 为计及收发两端地面影响的绕射修正因子。等效反射系数 R_j 由地面的反射系数 R_0 和电离层四个反射系数 R_{\perp} 、 R_{\parallel} 、 R_{\perp} 、 R_{\parallel} 决定。前面讨论的反射系数都是对于平面波求得的，因此要用聚焦发散因子 Γ_j 来修正，以期能反映球面波的反射并得到相应的反射系数。几何光学是无法计及绕射的结果，修正因子（又叫割背 (cutback) 因子） F_j 就是为了考虑绕射影响而引进的，不致当射线与地球相切时使 Γ_j 变为无穷大。

上面所列的 j 跳波场的公式可以帮助我们理解波跳理论的物理意义，实际计算还得参考专门的文献（例如 [6]、[7]）。

二、在 NEMP 的传播问题中所关心的是：已知近区某个距离上 $D = d_1$ 的实测波形 $E(t', d_1)$ ，利用波跳理论求得远区 $D = d_2$ 处的波形 $E(t', d_2)$ 。

将 $E(t', d_1)$ 作富里叶展开

$$\tilde{E}(\omega, d_1) = \int_0^{\infty} e^{-i\omega t'} E(t', d_1) dt' \quad (16\cdot5-10)$$

同样 (16.5-8) 式亦可以作富里叶展开，且

$$\tilde{E}(\omega, d_2) = \sum_{j=0}^{\infty} \tilde{E}_j(\omega, d_2) \quad (16\cdot5-11)$$

$j = 0$ 的一项为地波项。利用跳波理论，在 d_2 处的波形应为

$$E(t, d_2) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \frac{\tilde{E}_j(\omega, d_2)}{\tilde{E}_0(\omega, d_1)} \tilde{E}_j(\omega, d_1) d\omega, \quad (16\cdot5-12)$$

逐项积分后就是所求得的波形。

上式中 $\tilde{E}(\omega, d_1)$ 反映辐射源的谱特性， $\frac{\tilde{E}_j(\omega, d_2)}{\tilde{E}_0(\omega, d_1)}$ 是 j 跳波自源到距离 d_2 的路径上

传播介质和反射边界的谱特征，不妨将它理解为 j 跳波传输函数，源的谱和传输函数的乘积经富里叶积分后便得 j 跳波在时间域的场强。

这里比较关心的是由波跳理论所算得的结果。Johler^[1] 根据 44.6 公里处测得的波形（见图 15·2-3），所用的电离层模式为北纬 40°，白天中午时刻的典型电离层理论剖面，其底部为 40 公里，对波有反射的电离层高度 $h_0 = 65$ 公里，算得了不同距离上的波形。这里复制了 $d_2 = 1609, 3219, 6437$ 和 8046 公里上的波形，见图 16·5-2 到 16·5-5。

根据由近到远的波形，可以看出一些传播特点。前面我们已经提到，见图 16·2-1，在近距离（这里是 80 公里左右）主要为地波，随着距离增加，天波的贡献越来越显著，其作用是使准半周个数增加，（参看图 16·5-2），而且前面几个准半周的持续时间略有缩短。80 公里左右以远，天波与地波总是有 180° 的相位差，由于天波延迟到达，波头的第一个准半周的负极性一直维持到 6437 公里。到 8047 公里第一半周是天波，故出现了正极性，参见图 16·5-5。

图 16·5-2 到 16·5-5 中实线给出的是五跳波和地波迭加后总持续时间为 300 微秒的波形，图中不同的虚线为地波分别与各次跳波的迭加。由图可见，从 0 到约 70 微秒的前两个准半周基本上是由中点区域的电离层反射决定的，即决定于一跳波。70 到 120 微秒左右，反射大约来自二跳波。（2—3）千公里以内，取 $j = 3$ 就可以基本反映整个传播过程。当距离大于 828 公里，地波的影响减小，同时需要考虑高阶跳波。

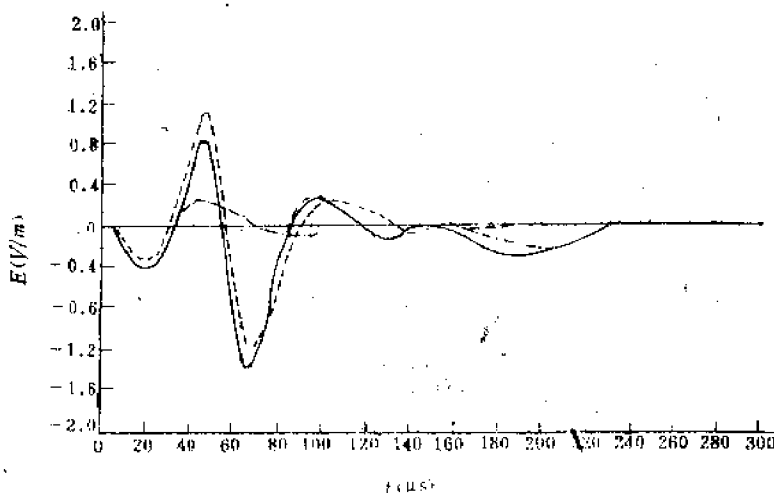


图 16·5-2 $d_2 = 1609$ 公里的波形

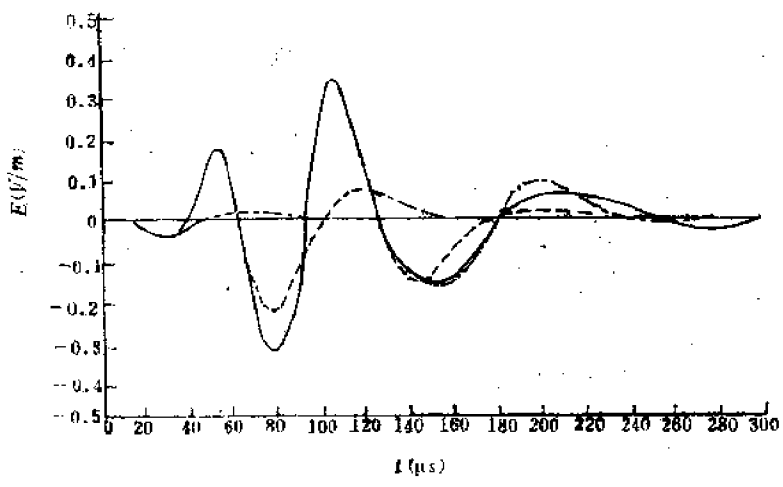


图16·5-3 3219公里的波形

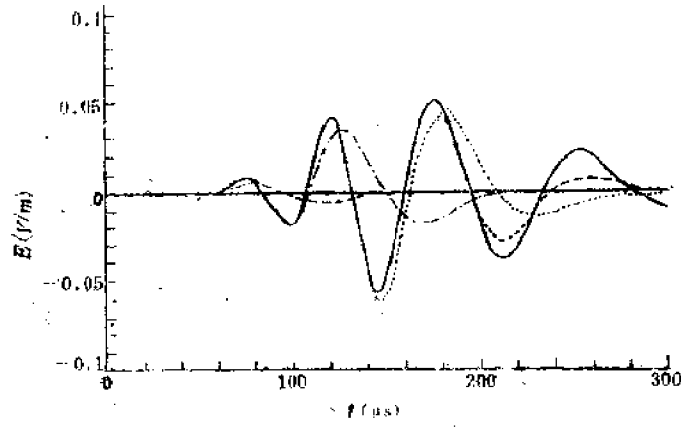


图16·5-4 6437公里的波形

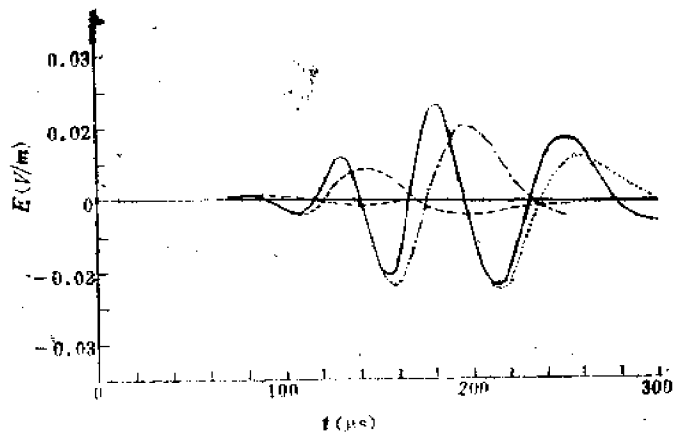


图16·5-5 8047公里的波形

总起来看,理论计算结果表明,脉冲形状的变化主要由波导传播条件的滤波作用所决定,特别是电离层的作用比较突出,由于滤波的结果,脉冲随距离逐渐变为准正弦波。

要将理论计算结果与实测波形进行比较是困难的,因为难于找到近区NEMP和对应距离的远区波形,但是,就其总的特征进行比较还是可能的。

我们判断前述44.6公里的近区NEMP波形是原子爆炸的结果。在6437公里以前,第一准半周总保持着负极性,这一点和实测结果符合得很好。当距离增加到约8000公里后,第一准半周的极性不再保持负极性,由于没有这样距离的实测结果,难以断言其正确性。

从前五个准半周的持续时间看,理论和实测结果都是逐个递增的。在6437公里以前持续时间随距离增加略有减小。粗略地从前200微秒中的准半周个数来估计,是从约5个增加到6个半左右,比实测仅差约半个准半周。换句话说,准半周的持续时间,理论值与实测值相近,在更远的距离上,如8047公里处的200微秒内准半周个数反而减少到5个半,这一点是否真实也难判断。

在传播过程中,最大峰值由出现在第三个准半周上,随距离逐渐向第四、第五个准半周移动,这一点和实测结果不尽相同。

三、把每跳波简单地作为几何射线,用几何光学的方法来讨论波的传播时,在理论上有两点限制。一点是波长的限制,即在一个波长范围内介质的电性质无明显变化,具体说,几何光学要求介质折射率 n 的空间变化率应小于 n^2 在一个波长内的变化,即

$$\lambda \frac{dn}{dx} \ll 2\pi n^2 \quad (16\cdot5-13)$$

显然,对于长波,这个关系难以成立。另一点是传播距离的限制。若电离层边界高度为 h_0 ,波长为 λ 的波的方向分辨率为 $\frac{1.22\lambda}{h_0}$,当反射波与边界的夹角 β 小于分辨率时,由于波的绕射就不能再将波分开,因此不能再用几何光学方法来讨论波的反射。 β 角可估计为 $h_0/(D/2)$,

由 $\beta > \frac{1.22\lambda}{D}$ 可得限制距离为

$$D < \frac{2h_0^2}{1.22\lambda} \quad (16\cdot5-14)$$

这个距离是不远的,对频率为10千赫的波,限制距离为(3—4)百公里。

但是,这里简介的波跳理论并不是把每跳波简单地近似为几何射线,而只是采用了几何光学的级数解的形式,每跳射线是满足边界条件的波动方程的解,由于它们传播的路径不同,它们到达接收点的时间也不同。因此不妨认为各跳波乃是按时间区分的波模,接收点的场也就是不同阶波模场的叠加。这样的解不再受上述两点限制,可以用来讨论低频波向阴影区即远距离的传播,这就是说上面所介绍的计算结果至少在理论上是有意义的。

§ 16.6 波导模理论简介及其对远区NEMP的解释

波导模理论是比较丰富,而且正在发展的学科,这里不可能做全面的讨论。这里先介绍波导模理论的基本思想,而后从波导模理论算得的衰减系数,两个不同距离上频率域的场强

比随频率的分布及其与美国几次实测结果进行比较，以求解释NEMP在地球波导中传播的某些基本特征。有兴趣的读者请参阅文献[4]、[6]、[8]。

一、波导模理论和前节波跳理论都是描述同一物理过程的两种方法。在数学上也都是在以地球中心为原点的球坐标系中求解满足大地和电离层边界条件的赫姆霍茨方程（见(16·4-5)式），所得的是模级数解，和波跳理论的级数解在数学上也是等效的，主要是各项的组合方法不同，带来的收敛特征不同而已。

辐射源（垂直偶极子）在地球波导中激励不同阶的波型（即不同阶波导模）在其中传播。不同阶的模具有不同的传播参量，这些参量主要是衰减系数 α_n 、相速 V_n 和激励因子 Λ_n （脚标 n 表示模的阶数），不同距离上接收到场就是这些模的合成场，即

$$E = \sum_{n=1} E_n \quad (16\cdot6-1)$$

根据不同结构的电离层和大地的电参数可以算得 α_n 、 β_n 、 Λ_n 等参量，详细讨论和具体数据请参阅文献[6]、[8]。为了看出波的衰减特点，图16·6-1给出了一阶模的衰减系数 α （单位是分贝/千公里）随频率的变化。

波导模理论表明，在多阶模传播中，高阶模具有较大的衰减系数，即 $\alpha_n > \alpha_{n-1}$ ，因而距源一定距离以远一阶模占优势，高阶模可忽略。例如对于10kc的定频波，1千公里以远仅剩下一阶模；对于18kc，远于4千公里仅剩下一阶模，2—4千公里需要考虑 $n = 1, 2$ 阶模，近于1千公里则要考虑多阶模。另外一点是多模干涉现象，即场的幅度和相位随距离的变化具有明显的振荡。

二、A. C. Jean, J. R. Wait^[9]报道了美国两次系列核试验部分远区NEMP的结果。一次是1956年6月代号为Redwin（红翼）的七次试验，试验场为太平洋比基尼和埃尼威托克岛，测站在斯坦福和博尔多，距该两岛的距离分别为7750, 8000和9150, 9400公里，而两个测站之间距离为1400公里。另一次是1954年3月代号为Castle（城堡）的两次试验，在距爆心为320公里的埃尼威托克岛和7750公里的斯坦福记录到了NEMP信号。

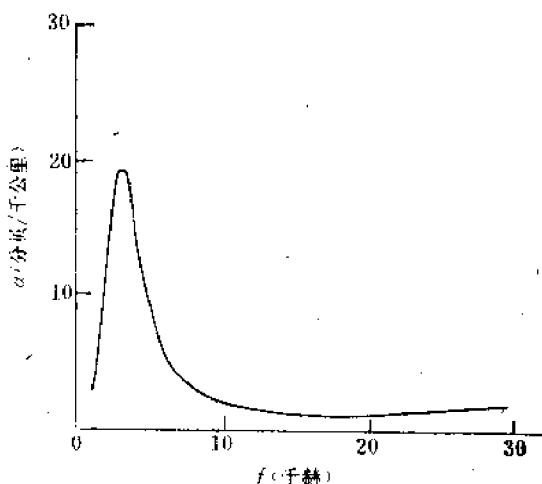


图16·6-1 α 随频率的变化

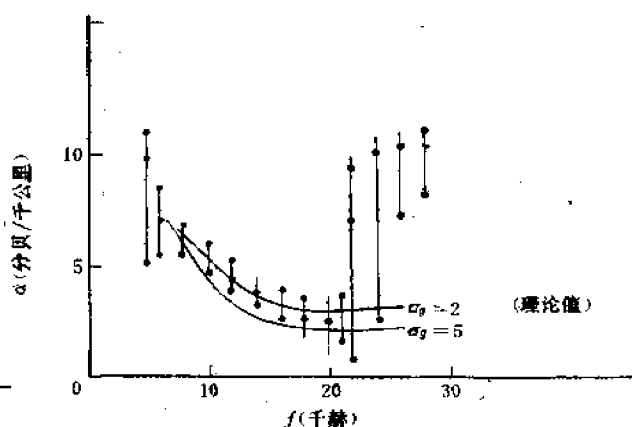


图16·6-2 红翼试验实测结果与理论比较

将记录到的场强作傅里叶分析，那么在频率域中场强可以表为

$$E(D, \omega) = \frac{1}{A(\omega) [\sin(D/a)]^{1/2}} e^{-\alpha(\omega) D}, \quad (16.6-2)$$

根据波导模理论，当 $D > 3000$ 公里，这里的场即可以认为是一阶模的场。

由两个不同距离 D_1 、 D_2 处的场的比值即可求得 $\alpha(\omega)$ ，即

$$\frac{E(D_1, \omega)}{E(D_2, \omega)} = \left[\frac{\sin(D_2/a)}{\sin(D_1/a)} \right]^{1/2} e^{\alpha(\omega)(D_1 - D_2)}, \quad (16.6-3)$$

式中消去了 $A(\omega)$ 。

以分贝为单位的衰减系数 α 可通过下式求出：

$$\alpha = \frac{10^3}{D_2 - D_1} \left[20 \log \frac{E(D_1, \omega)}{E(D_2, \omega)} - 10 \log \frac{\sin(D_2/a)}{\sin(D_1/a)} \right], \quad (16.6-4)$$

式中 D 的单位为公里。将红翼序列试验结果代入可求得 $\alpha(\omega)$ ，见图 16.6-2，图中小圆表示观测的中值。图中还给出了具有锐边界的电离层参数为 $\omega_p = 2 \times 10^6$ ， $h_0 = 70$ 公里，大地 $\sigma_p = 2$ 与 5 毫姆欧/米的二组对地球曲率做过修正的波导模理论计算结果。理论与实测表明，在 (8—21) 千赫范围内数据符合得比较好，频率再高，理论值趋于不变，而实测的衰减系数随频率明显地增加。在城堡试验序列中，我们认为 320 公里测得的数据为地波的结果，根据地波传播的理论，当 $D_2 > 2\lambda$ ，把地波衰减因子近似取作 1，则频率域中场强可表为

$$E_g(D_0, \omega) = \frac{iP(\omega)Z_0}{\lambda D_0}. \quad (16.6-5)$$

$P(\omega)$ 为辐射源的频谱，即

$$P(\omega) = \int_0^{\infty} P_0(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (16.6-6)$$

对于远区，只有一阶模的情况下，场可写为

$$E(D, \omega) \approx i \frac{P(\omega)Z_0}{D\lambda} \frac{(D/\lambda)^{1/2}}{h_0/\lambda} \left[\frac{D/a}{\sin D/a} \right]^{1/2} e^{-\alpha(\omega) D} \Lambda(\omega), \quad (16.6-7)$$

远、近二地的场强比为

$$\frac{E(D, \omega)}{E_g(D_0, \omega)} = \frac{D_0}{h_0} \left(\frac{\lambda}{D} \right)^{1/2} e^{-\alpha(\omega) D} \Lambda(\omega) \left[\frac{D/a}{\sin(D/a)} \right]^{1/2}, \quad (16.6-8)$$

写成以分贝数表示的形式，有

$$20 \log \frac{E(D, \omega)}{E_g(D_0, \omega)} = 20 \log \frac{D_0}{h_0} - 10 \log \frac{D}{\lambda} + 10 \log \left[\frac{D/a}{\sin D/a} \right] + 20 \log \Lambda - \alpha D. \quad (16.6-9)$$

上述场强比的重要特点是与辐射源无关，仅有赖于传播距离、电离层高度和波导模参量，因此它反映了地球波导的传播特征，称为频率域的传输函数。

根据波导模理论提供的 $\alpha(\omega)$ 、 $\Lambda(\omega)$ 数据，不难算出场强比，所得结果见图 16.6-3，图中还列出了实测结果。由图可见，和 α 的情况相似，也是在约 (10—20) 千赫理论值和实

测结果相近, 大于约20千赫后, 理论值下降得很快, 实测值仍然保持较高的数值。文献[9]认为这可能是测试技术和频谱分析方法带来的假象, 这个解释似乎有些勉强。

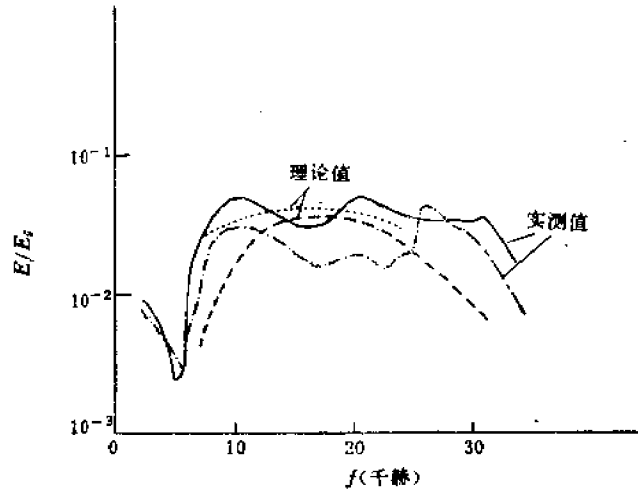


图16·6-3 城堡试验实测与理论传输函数的比较

三、考虑到二阶模后, $\alpha(\omega)$ 理论值表明在约(2—4)千赫区域内有个吸收峰(见图16·6-1), 相应的频谱中有一个吸收谷, 实测结果约在(2—6)千赫之间, 理论与实测相符的程度尚好。场强比的峰值, 理论值出现在10千赫附近, 实测值除了在10千赫附近有个峰值外, 在大于20千赫还有一个峰值, 后者甚至比前者更高。由频谱图上可以看到, 大于20千赫后有强烈的振荡, 即某些窄的频段内有强烈的吸收或明显的增强, 这个现象反映在场强比的图上是场强比过了20千赫后出现峰值, 而且在相当宽的频率范围内保持有限值。这个现象不仅NEMP有, 对于天电似乎也有类似的现象。因此上述文献[9]的解释难以成立, 这可能是脉冲波形在地球波导中传播的固有特性。

理论计算的传输函数的幅度随距离增加而下降, 但峰、谷对应的频率并不随距离变化。但是由实测结果算出的传输函数的峰、谷对应的频率却随距离增加有向高频方向缓慢移动的趋势, 这个现象也还难以解释。

参 考 文 献

- [1] J. R. Johler, *IEEE Trans. A. P.* AP-15 (1967) 256.
- [2] 见第十四章文献[3].
- [3] W. L. Taylor, *J. of Res. of The NRS.* 64D (1960) 349.
- [4] Ya. L. Al'pert, *Radio Wave Propagation and the Ionosphere.*
- [5] 赵九章等 高空大气物理学.
- [6] 沃特. A. D 甚低频无线电工程, 国防工业出版社.
- [7] J. E. Johler, *Radio Sci.* 5 (1970) 1429.
- [8] Galejs: *Terrestrial Propagation of Long Electromagnetic Wave.*
- [9] A. G. Jean, J. R. Wait, *JGR.* 70 (1965) 1258.

第十七章 系统电磁脉冲 (SGEMP) 和内电磁脉冲 (IEMP)

§ 17.1 引言

不论是电磁系统，还是导弹、卫星中的电子学系统，只要在核环境下工作，都会受到 γ 辐射、X射线或者其它射线的辐照。所谓核环境，既包括不同方式核爆炸所造成的瞬时核环境，也包括太空空间的持久核环境。在 γ 辐射或X射线的照射下，电磁系统的辐照效应可以分为两大类：一类是组成电磁系统的元、部件遭受直接永久性损坏或瞬态损伤，这类直接辐照效应的内容是极其广泛的，但它不是我们这里研究的对象；另一类就是我们要讨论的内容，简称系统电磁脉冲 (System Generated Electromagnetic Pulse简称为SGEMP)，它所涉及的问题是，在 γ 辐射或X射线的照射下，系统表面或内部发射出康普顿电子或光电子以致在系统中激励起的电磁脉冲及其对系统的影响。

如果做细致的区分，系统电磁脉冲可以分成外电磁脉冲和内电磁脉冲。所谓“外”仅指系统向外发射电子所激励的系统表面的电磁场，所谓“内” (Internal EMP, 简写IEMP) 是指向系统内部发射电子所激励的系统内部的电磁场。文献中往往将前者称为SGEMP，以便和IEMP相区别。实际上，SGEMP应包括“内”“外”二者，这样概括较为合适。

SGEMP和NEMP是不同的，后者的激励源是大气中的康普顿电流或光电流，而前者的源是系统本身所产生的电子流。SGEMP和系统在EMP作用下的响应也是不同的，EMP响应的源是外来电磁场，而SGEMP是无法用电磁屏蔽手段来隔绝的自身电磁场。

要弄清SGEMP的激励过程，需要研究光子与构成系统物质的相互作用和迁移过程，在光子作用下初级电子的发射和运动，以及这些电子在运动过程中所激励的电磁场。

在研究这些过程之前，先介绍SGEMP产生的物理图象。考虑一个在X射线的照射下金属圆柱壳，被照的一侧向外发射出光电子，如图17.1-1a所示。这一侧带正电，另一侧带负电，其电力线环绕圆柱体，由于电荷分布的不平衡，导体表面必产生置换电流，即面电流密度 K ， K 就是系统对核辐照的响应，其特点是圆柱体两侧的面电流向同一个方向流动，如图

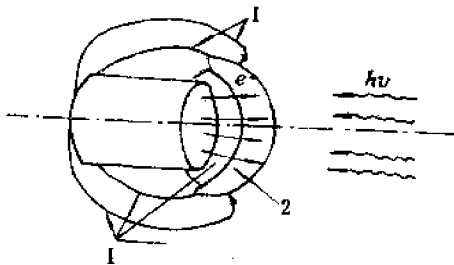


图17.1-1a SGEMP产生示意图

1——电力线；2——空间电子云

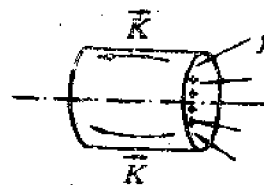


图17.1-1b

17·1-1b所示。在电子发射过程中，由于壁面产生滞止电子运动的电场，在距壁面一定距离处形成有空间电荷分布的电子云，从而抑制电子流进一步增长。这就使得SGEMP随辐照量的增长而具有一定的饱和值。

系统的面电流会在表面上的空隙、天线等部位产生很强的电磁场，耦合进入电路造成电磁系统的损伤或干扰，这个耦合过程也是研究SGEMP的一个重要方面。

在太空核环境下工作的卫星，据近年的报导，时有发现由于SGEMP的破坏作用而造成事故。1971—1974年期间，美国在地球同步高度区几十个卫星共发生了200多次事故，事故类型为电源损坏，或者通讯系统，发位逻辑系统和天线定向系统等遭到干扰，工作失灵或出现异常现象等。据分析，许多事故可能和SGEMP有关。

在SGEMP的研究手段方面，由于核试验条件的限制，目前的主要手段靠模拟试验。模拟试验的方法大致分为两大类，一是用电子来轰击试件，直接测量试件上的面电流。这方面已经积累了不少数据，例如R. L. Fisher等人^[9]就收集了5000个有关数据；另一类是用电激励的技术以造成试件上表面电流来间接模拟。例如利用单极天线发射就能够在试件上产生圆柱体两侧向同一方向流动的表面电流。但是有些电激励技术，例如平面电磁波发生器就无法重复上述过程。后一种模拟技术还处在发展之中。在模拟试验的基础上，配合以理论分析可以大大推进SGEMP的研究。

因为SGEMP涉及到核爆炸或太空核环境下电磁系统的生存能力和工作可靠性的问题，近年来受到了很大的注意，这方面的模拟试验和理论工作都有了相当广泛的发展。在美国每年的核辐照和太空辐照效应会议上都作为一个专题进行讨论，报道了不少进展，积累了一些结果，其综合性报道可参考文献[1]、[2]。

SGEMP是正在发展还不很成熟的学科，要全面讨论它的内容是比较困难的。有些问题，例如某个具体电子学系统的SGEMP问题可能更重要一些，但报道的不多，归纳也比较困难，因此，这里只能就SGEMP和IEMP的主要内容做简单的介绍，详细讨论得参阅专门文献。

§ 17·2 X射线脉冲的特点和光电子发射

SGEMP的源是光子与系统相互作用过程中发射出光电子所产生的空间电流密度。为了搞清楚激励SGEMP的源，必须先讨论光子脉冲的特点和光电子发射过程。

一、关于 γ 辐射和康普顿电流问题，前面已做过讨论，这里主要讨论X射线源。X射线作为一项单独的杀伤破坏因素，只有当高度在(80—100)公里以上的高空爆炸才有实际意义。但是作为引起SGEMP的干扰源来说，即使在地下核爆炸的条件下也是需要给予考虑的因素。

对于X射线，可以和光辐射中的光冲量一样做类似的讨论。描述接受X射线脉冲辐照的总通量通常用辐照量(即X光冲量)来表示，它表示垂直于X射线入射方向的单位面积受照射的总量，单位仍用卡/厘米²。

核爆炸X射线脉冲的光子通量 $\Phi(t)$ 和当量、距离有关，特别是和武器的类型有很密切的关系。一般说来，在高空核爆炸中是一个单脉冲，其宽度约(10^{-7} — 10^{-8})秒。

令光子数通量 $\dot{\Phi}$ 的能谱分布可用黑体辐射谱来近似, 即

$$\frac{\partial \dot{\Phi}}{\partial u} = A \frac{u}{e^{u/kT} - 1}, \quad (17.2-1)$$

式中 $u' = h\nu$, A 为归一化常数, T 为弹体温度。

和 γ 辐射的讨论一样, 用 $f(t)$ 表示归一化时间谱, 则 u 到 $u + du$ 间隔内的光子数通量和以卡/厘米²为单位的辐照量 Φ 之间的关系为

$$\dot{\Phi} du = \frac{4.19 \times 10^7 \times 90}{6\pi^4 (kT)^4} \frac{u^2 \Phi}{e^{u/kT} - 1} f(t) du, \quad (17.2-2)$$

$\dot{\Phi}$ 的单位为光子数/厘米²·秒。

二、当X射线光子的平均能量在100千电子伏以下, 光子与物质的相互作用主要是光电效应, 对于金属材料尤其是这样。能量为 u 的入射光子与原子碰撞时, 通常是从原子K层或L层发射出动能为 e 的电子, 由能量守恒方程得

$$e = u - B., \quad (17.2-3)$$

式中 $B.$ 为电子的结合能。与此相应, 在原子低壳层产生一个空穴, 它可由高壳层电子通过自发辐射来填补, 也可通过发射Auger电子来填补。

光电效应的单原子截面 $\sigma.$ 与材料的原子序数 z 和光子能量有下列近似关系:

$$\sigma. \approx \text{常数} \cdot \frac{z^4}{u^3}, \quad (17.2-4)$$

将上式乘上单位体积的原子数便得线吸收系数 $\mu.$, 再除以密度 ρ 便得质量吸收系数 $K.$, 两种不同材料的吸收系数之间有下列近似关系:

$$\frac{\mu_1}{\rho_1} = \frac{\mu_2}{\rho_2} \frac{A_2}{A_1} \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^4, \quad (17.2-5)$$

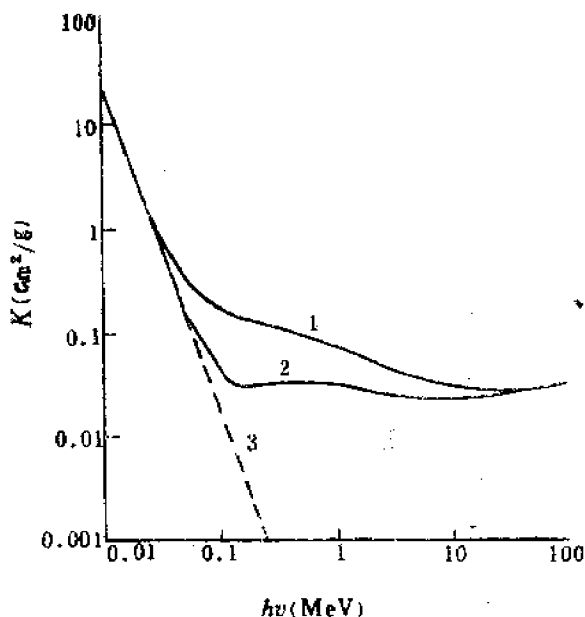


图17.2-1a Al的光电吸收系数随光子能量的变化

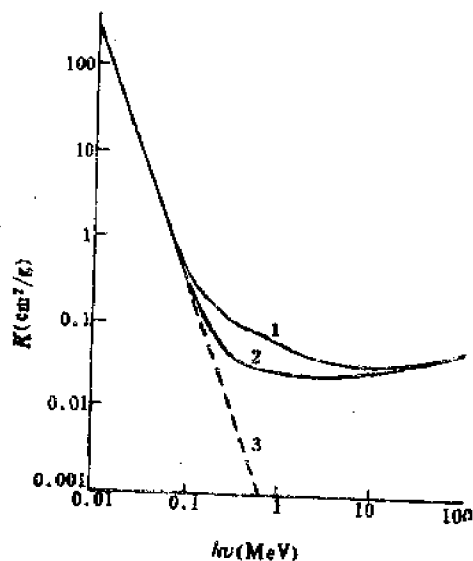


图17.2-1b Cu的光电吸收系数随光子能量的变化

1 —— 总减弱系数; 2 —— 总吸收系数; 3 —— 光电吸收系数

式中 A 为原子量，脚标1、2分别表示两种不同材料的量， n 为与光子能量有关的常数，当 u 在(2—3) MeV, n 约在3.8—4.6之间。为了看出光电吸收系数随光子能量的变化,图17·2-1给出了Al, Cu两种金属的质量吸收系数随光子能量变化的曲线。

当光子束垂直入射到某种材料上时,激发的光电子一部分沿光子运动方向运动,称前向散射电子,相对一个光子,前向散射的电子数称为前向散射效率,用 f_f 表示。还有一部分向光子运动的反方向运动,称为背向散射电子,其效率用 f_b 表示。 f_f 和 f_b 与入射光子的能量和材料的性质有关。对于Al, Cu, Au三种金属,效率随光子能量的变化见图17·2-2和图17·2-3^[4],由图可见,铝、铜这两种材料的散射电子效率与光子能量的依赖性比较密切。比较这三种材料的曲线,还可以看到:材料的 Z 越大,散射效率也越高。

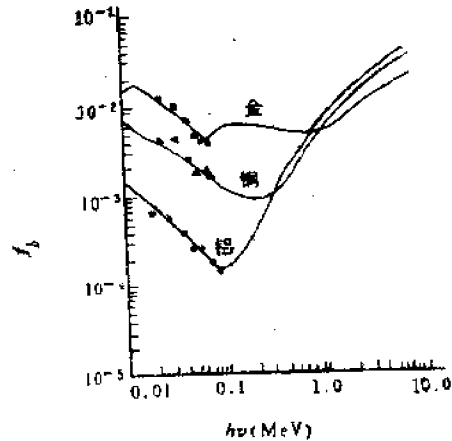
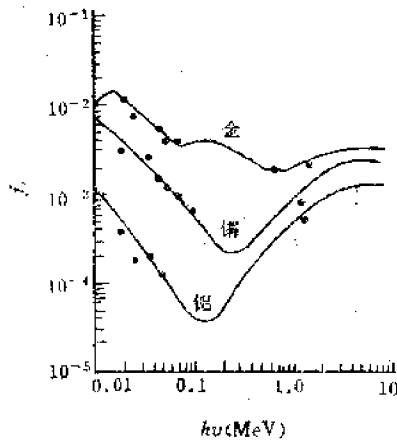


图17·2-2 前向散射电子效率与光子能量的关系 图17·2-3 背向散射电子效率与光子能量的关系

若光电子在材料中的射程为 R , (见表17.2-1), 显然只有在距表面 $\frac{1}{2}$ 射程之内的电子才能逃逸出物体表面向外发射。

如果光子以同物体表面法线成 α 角入射, 背向散射电子以 θ 角向外发射, 假定物体是厚的, 电子向前散射可不予考虑。

由于光子在物质中的自由程远远大于电子的射程 R , 可以认为光子束在电子射程的距离内无明显的减弱, 那么每个单能光子激发的电子数(称为电子产额)为

$$Y = \frac{f_b \mu R}{\cos \alpha}, \quad (17\cdot2-6)$$

对于能量在100千电子伏以下的电子, 在它离开物体表面之前需经过随机的多次散射, 因而可以认为发射电子的角分布为余弦分布, 那么单位立体角的产额为

$$\frac{\partial Y}{\partial \Omega} = \frac{Y \cos \theta}{\pi}, \quad (17\cdot2-7)$$

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (17\cdot2-8)$$

将方位角 φ 从0到 2π 积分, 得

$$\frac{\partial Y}{\partial \theta} = \frac{2f_b \mu R_e}{\cos \alpha} \sin \theta \cos \theta \quad (17.2-9)$$

此即对 θ 角的微分产额。

单能光子激发电子产额的能量分布主要决定于电子的射程和电子能量 ϵ 的依赖关系,由(17.2-6)式可得对能量 ϵ 的微分产额

$$\frac{\partial Y}{\partial \epsilon} = \frac{f_b \mu}{\cos \alpha} \frac{\partial R_e}{\partial \epsilon} \quad (17.2-10)$$

由 R_e 的数据可以看出,大致有

$$R_e \sim \epsilon^2$$

因而微分产额随电子能量的关系基本上是线性的。若光子的能量为 u ,则光电子的能量 ϵ 分布在0到 $u-B_e$ 之间。

最后可以写出发射角为 θ ,能量为 ϵ 的微分产额

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial \epsilon \partial \theta} = \frac{2f_b \mu}{\cos \alpha} \cos \theta \sin \theta \frac{\partial R_e}{\partial \epsilon} \quad (17.2-11)$$

三、有了有关产额的结果,便可以讨论光子所激发的电流密度。

单位时间内单位面积发射单位能量 ϵ 单位发射角 θ 的电子数应等于

$$\frac{\partial^3 \Phi_e}{\partial \epsilon \partial \theta \partial t} = \int \int \frac{\partial^2 Y}{\partial \theta \partial \epsilon} \Phi \cos \alpha \, d\alpha \quad (17.2-12)$$

式中 Φ_e 为单位面积所发射的电子数,积分是考虑到所有入射角 α 和所有能量的光子。考虑到(17.2-3)式,对于 u 的积分,下限为 $\epsilon + B_e$,上限为光子的最大能量 u_M 。由(17.2-11)式可见,积分中 α 可消去,又由于入射光束基本上是平行光束,因此电子流与入射角 α 无关。将(17.2-2)和(17.2-11)式代入后,得

$$\frac{\partial^3 \Phi_e}{\partial \epsilon \partial \theta \partial t} = 2G\Phi \int_{\epsilon+B_e}^{u_M} \frac{u^2}{e^{u/kT} - 1} \frac{\partial Y}{\partial \epsilon} f(\epsilon) \sin \theta \cos \theta \, du \quad (17.2-13)$$

式中

$$G = 3.77 \times 10^9 / 6\pi^4 (kT)^4 \quad (17.2-14)$$

对 θ , t 积分,得

$$\frac{\partial \Phi_e}{\partial \epsilon} = G\Phi \int_{\epsilon+B_e}^{u_M} \frac{u^2}{e^{u/kT} - 1} \frac{\partial Y}{\partial \epsilon} \, du \quad (17.2-15)$$

文献[4]计算了不同温度,不同材料的结果,它可以近似表为

$$\frac{\partial \Phi_e}{\partial \epsilon} \sim \Phi I(z, kT) e^{-\epsilon/kT} \quad (17.2-16)$$

式中 I 仅与材料的原子序数 Z 和黑体温度有关,因而

$$\Phi_e = \int_0^{\infty} I(z, T) e^{-\epsilon/kT} \, d\epsilon = \Phi I(z, T) \cdot k \cdot T \quad (17.2-17)$$

令

$$\Phi_s/\Phi = g(z, T), \quad (17\cdot2-18)$$

单位为个/卡, 对于不同材料, 不同 T 的计算结果见表17·2-1。

表17·2-1 不同温度不同材料的 $g(z, T)$ (个/卡)

T (千电子伏)	材 料		
	Al	Cu	SiO ₂
1	3.04×10^{13}	1.16×10^{14}	2.30×10^{13}
2	1.25×10^{13}	7.21×10^{13}	8.86×10^{12}
3	6.49×10^{12}	4.66×10^{13}	4.49×10^{12}
5	2.57×10^{12}	2.50×10^{13}	1.74×10^{12}
8		1.33×10^{13}	6.94×10^{11}
10	6.49×10^{11}	9.71×10^{12}	4.35×10^{11}

因此光电流密度 J 为

$$J = g(z, T) e \dot{\Phi} \quad (17\cdot2-19)$$

这里 $\dot{\Phi}$ 为 X 射线能通量, 单位是卡/厘米²·秒, e 为电子电荷

当物体壁面比较薄时, X 射线穿过壁面在另一面产生前向散射电子, 前向散射电子的效率 f_f 低于背向散射电子效率 f_b , 同时前向散射电子的角分布和能量分布近似与背向散射相同, 因此前向散射的电流密度为

$$J = g_f(z, T) e \dot{\Phi}, \quad (17\cdot2-20)$$

式中 g_f 为

$$g_f = \frac{f_f}{f_b} g, \quad (17\cdot2-21)$$

而 $\dot{\Phi}$ 应为考虑壁面削弱后的 X 射线能通量。

一般说来, 在同样辐照条件下, 前向光电流密度的数值要小于背向的光电流密度。

四、上面得到的电流密度与 X 射线能通量成正比的结论, 只能在弱辐照的条件下成立, 在强辐照情况下, 由于存在空间电荷的制约, 电流密度的增长将受到限制而趋向一个饱和值。

考虑平面情况, 当光电子以一定的速度离开壁面, 壁面带正电, 在 X 射线脉冲继续作用的过程中, 壁面正电荷产生使电子减速的电场, 随着发射的电子越多, 场越强, 以致可以强到使逃逸壁面的电子作反方向运动, 甚至重新碰撞壁面散射出低能次级电子, 因而抑制电流的增长。

忽略磁场的作用, 在一维平面的情况下电子的运动方程为

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -eE/m_e, \quad (17\cdot2-22)$$

电荷守恒方程为

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} Nv = 0, \quad (17\cdot2-23)$$

式中 N 为电子数密度，麦克斯韦方程可以写成

$$\frac{\partial E}{\partial x} = N_e \quad (17.2-24)$$

$$e \frac{\partial E}{\partial t} = -N_e v \quad (17.2-25)$$

对于单能电子，在 $x=0$ 的壁面上应满足下列条件：

$$v(0) = v_0, \quad N(0, t) = J(0, t)/v_0 e = N_0 f(t), \quad (17.2-26)$$

式中 N_0 为壁面上电子数密度， v_0 为电子离开壁面时的初速。当 $t \leq 0$ 时，一切量皆为零。

考虑到

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\partial E}{\partial t} + v \frac{\partial E}{\partial x} = 0, \quad (17.2-27)$$

那么由以上方程组不难求得

$$x = v_0(t - t_0) - (\omega_p^2/2)v_0 G(t_0)(t - t_0)^2, \quad (17.2-28)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \omega_p &= (N_0 e^2 / m \cdot \epsilon_0)^{1/2}, \\ G(t_0) &= \int_0^{t_0} f(t) dt, \end{aligned} \right\} \quad (17.2-29)$$

由以上解可得电子运动反转的时间 t_r ，即

$$t_r = \frac{1}{\omega_p^2 G(t_0)} + t_0. \quad (17.2-30)$$

式中 t_0 为该电子的发射时刻。

如果 X 射线脉冲取为三角形，其前沿上升时间为 t_p ，则在前沿部分 $f(t) = t/t_p$ ，由此可得电子最早开始反转的时间，即 t_r 的最小值为

$$t_{r, \min} = \frac{3}{2\omega_p} (4\omega_p t_p)^{1/3}. \quad (17.2-31)$$

这一部分电子从壁面发射的对应时间为

$$t_{0, \min} = -\frac{1}{\omega_p} (4\omega_p t_p)^{1/3}. \quad (17.2-32)$$

电子反转距壁面的距离为

$$x_{\min} = \frac{v_0}{4\omega_p} (4\omega_p t_p)^{1/3}. \quad (17.2-33)$$

所得的结果表明，当电子发射到 $t = t_{0, \min}$ 时刻，在 0 到 x_{\min} 的空间内存在着空间电荷，它强烈抑制电子的向前运动，从而抑制电流的增长。因此，不妨近似认为，在强辐照的条件下，只有在 $t \leq t_{0, \min}$ 的时间内光电流与 X 射线通量成正比，当 $t > t_{0, \min}$ 后线性关系不再成立。而 $t_{0, \min}$ 决定于 t_p 和 N_0 ，即当前沿上升时间愈短，电荷密度愈大，则 $t_{0, \min}$ 愈短，电流就比较容易达到饱和，反之，就达不到饱和。

上面讨论了在最简单的几何条件下空间电荷对发射电子运动或发射电流的影响，而发射电流是激励SGEMP和IEMP的源，因而空间电荷进而影响SGEMP和IEMP。广而言之，这是个自洽场的问题，应考虑场和电子运动相互耦合，相互制约，或者说在等离子体存在的区域内求解麦克斯韦方程的问题。应该指出，在 γ 辐射或X射线通量足够高时，例如说对于 γ 辐射超过 10^{10} 拉德/秒，必须考虑自洽场效应，但我们这里不再做详细讨论，读者可参考有关文献，例如文献[9]。

§ 17.3 SGEMP的一般讨论

一、当系统受到 γ 辐射或X射线辐照而向外发射出电子后，系统本身由于电荷不平衡而在表面产生所谓置换电流，即表面电流。表面电流应满足系统向外发射电流的麦克斯韦方程组所决定的边界条件。由麦克斯韦方程

$$\nabla \times \vec{E} + \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0, \quad (17.3-1)$$

$$\nabla \times \vec{H} + e \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{J}, \quad (17.3-2)$$

在金属表面，边界条件为

$$\vec{n} \times \vec{E} = 0, \quad (17.3-3)$$

$$\vec{n} \times \vec{H} = \vec{K}, \quad \vec{n} \cdot \vec{E} = \rho_s / e, \quad (17.3-4)$$

式中 \vec{K} 、 ρ_s 分别为表面的面电流密度和面电荷密度。 \vec{K} 和 ρ_s 就是SGEMP的响应。

由上列方程组可知，当电流密度 \vec{J} 已知时，通过求解麦克斯韦方程组可得表面处的电磁场，再由边界条件便可求得 \vec{K} 和 ρ_s 。

为了看出 \vec{K} 的基本特征，先做一般性的近似讨论。假定在电子发射早期，忽略磁场的旋度，则由(17.3-2)式得

$$\vec{E} = -\frac{1}{e} \int_0^t \vec{J} dt, \quad (17.3-5)$$

由(17.3-1)式得

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{1}{e\mu} \int_0^t \nabla \times \vec{J} dt, \quad (17.3-6)$$

由(17.3-5)和(17.3-6)式可见， \vec{E} 决定于 \vec{J} 对时间的积分， \vec{H} 决定于 \vec{J} 的旋度，也就是说磁场仅决定于体电流的横向梯度，而不是 \vec{J} 本身的大小。由此可见，系统受照的情况和本身的几何形状是影响SGEMP的重要因素。例如对于对称向外发射电流的球体来说， $\nabla \times \vec{J} = 0$ ，因此，即使有很强的电场和面电荷密度，也不存在面电流。如果只有半个球体向外径向发射电流，那么在发射区 $\nabla \times \vec{J} \neq 0$ ，当然会激励起磁场，从而产生面电流 \vec{K} 。

即使不作任何近似，也不难看出上述结论。将场方程化为：

$$\nabla^2 \vec{H} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = -\nabla \times \vec{J}, \quad (17.3-7)$$

这是有源的波动方程，由于 $t=0$ 时， $\vec{E} = \vec{H} = 0$ ，因此当源 $\nabla \times \vec{J} = 0$ 时， \vec{H} 亦必为0，无从激励SGEMP。

二、现在考虑一个任意曲面上仅有 $r=R$ 的圆面积沿 z -轴向外发射电流 \vec{J} ，在 $z=0$ 处， \vec{J} 可以写为

$$\vec{J} = \vec{n}_z J(r, 0, 0), \quad (17.3-8)$$

式中 \vec{n}_z 为 z 轴方向的单位矢量。在柱坐标系中， \vec{H} 仅有 θ 方向分量，而电流密度 \vec{K} 仅有径向分量，省去分量的脚标，那么有源的波动方程(17.3-7)式化为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = \frac{\partial J}{\partial r}, \quad (17.3-9)$$

在 $z=0$ 的边界上，

$$J = 0, \quad E = 0. \quad (17.3-10)$$

由(17.3-2)式得

$$\frac{\partial H}{\partial z} = 0, \quad z = 0. \quad (17.3-11)$$

在所讨论的问题中， J 与 r 的关系可以用阶跃函数描述，即

$$J(r, z, t) = j(z, t)U(R-r), \quad (17.3-12)$$

而

$$U(R-r) \begin{cases} = 1, & r \leq R, \\ = 0, & r > R. \end{cases} \quad (17.3-13)$$

波动方程(17.3-9)式的解可以用格林函数 G 表为

$$H(r, z, t) = \int_0^t dt' \int_0^{\infty} r' dr' \int_0^{\infty} dz' G(r, r', z, z', t-t') \frac{\partial}{\partial r'} J(r, r', z, z', t-t'). \quad (17.3-14)$$

关于解的一般性质的讨论可参阅文献[5]，我们这里仅讨论特殊条件下的解。令光脉冲的上升时间为 t_s ，如果发射电流的圆面积很小，在圆内任选一点 r 皆满足

$$rR \ll c^2 t_s^2, \quad (17.3-15)$$

那么在 $(R+r) > ct > |R-r|$ 的空间范围内， $\int dz' j(z', t-t')$ 相对于 t' 无明显变化，在 $z=0$ 的表面，解(17.3-14)式可以化为

$$H(r, 0, t) \simeq \int_{t_m}^{t_M} dz' j(z', t-t_D) \int_{t_m}^{t_M} G(r, R, t') dt', \quad (17.3-16)$$

式中

$$t_M = \frac{r+R}{c}, \quad t_m = \frac{|r-R|}{c}, \quad t_D = \frac{1}{2}(t_M + t_m), \quad (17.3-17)$$

$$G(r, R, t') = \frac{c}{\pi\gamma} \frac{r^2 + R^2 - c^2 t'^2}{[(r+R)^2 - c^2 t'^2]^{1/2} [c^2 t'^2 - (r-R)^2]^{1/2}} \quad (17\cdot3-18)$$

在(17·3-15)式的近似下,格林函数仅与 r, t 有关,而与 z 无关,而 j 仅与 z 有关。因此一般解可以化为两个独立项的乘积,前一项表示发射电流的积分,后一项决定于发射体的几何因子。可写成下列形式

$$H(r, 0, t) = \bar{J}(t) \bar{G}(r, R), \quad (17\cdot3-19)$$

$$\bar{J}(t) = \int_0^{\infty} j(z', t) dz', \quad (17\cdot3-20)$$

$$\bar{G}(r, R) = \int_{\frac{R-r}{c}}^{\frac{R+r}{c}} G(r, R, t') dt', \quad (17\cdot3-21)$$

现在来进一步讨论结果的物理意义。首先可以看出,磁场或者面电流密度与 J 成正比,而 J 的物理意义乃是电偶极矩的时间变率。为了明显起见,利用电流的连续性方程将(17·3-20)式改写成

$$J(t) = \frac{\partial}{\partial t} \int \rho(z', t) z' dz' = \dot{p}, \quad (17\cdot3-22)$$

$$p = \int \rho(z', t) z' dz'. \quad (17\cdot3-23)$$

显然 p 是发射电子的单位面积表面的偶极矩。

利用

$$H(r, 0, t) = \int \frac{\partial H}{\partial r'} dr',$$

将(17·3-19)式代入后,得

$$H(r, 0, t) = \int \left(\frac{\partial J}{\partial r'} \bar{G} + J \frac{\partial \bar{G}}{\partial r'} \right) dr' = - \int (\dot{p} \bar{G} - \dot{p} \bar{G}') \frac{dr'}{c}. \quad (17\cdot3-24)$$

这个式子表明:表面磁场是沿 r 方向的偶极矩辐射场在特定几何条件下的叠加。

三、下面介绍用上述方法计算的实例。对于任意几何形状的物体,具体计算还只能在计算机上实现。这里给一个有实用意义的,长为180厘米,半径为80厘米的圆柱体的结果。X射线是温度为3千电子伏的黑体辐射,脉冲为三角形,其前沿的上升时间 $t_p = 5ns$ 。在圆柱体的一个端面受正面照射的条件下,计算了圆柱壁的中点B和圆柱底部C点的面电流密度峰值 K_B, K_C ,并和壁面的 $\int j dz$ 的峰值进行了比较,结果见表17·3-1和图17·3-1。

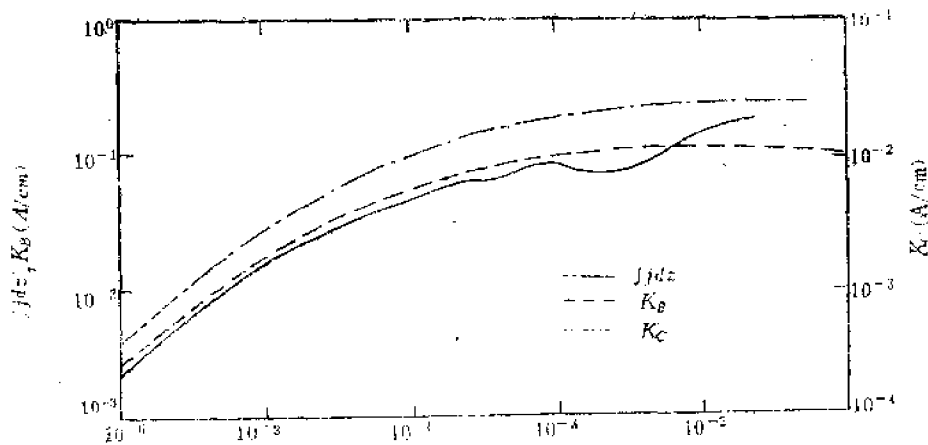


图17·3-1 K_B, K_C $\int jdz$ 随辐照量的变化

比较所得结果表明：如果舍弃表中前二列高辐照量的数据，那么面电流与 $\int jdz$ 的峰值比为

$$\frac{K_B}{\int jdz} = 1.09 - 1.28 ,$$

$$\frac{K_C}{\int jdz} = 0.16 - 0.24 .$$

前者的代数平均值为1.16，后者为0.20。由此可见，在相当宽的辐照量范围（从 10^{-6} — 10^{-3} 卡/厘米²）内，在脉冲宽度比较窄的条件下， $\frac{K}{\int jdz}$ 趋于一个常数，即K与 $\int jdz$ 存在着相似关系。这个结论对于推广使用这组结果是有益的。

由图17·3-1可见，在辐照量超过 10^{-2} 卡/厘米²时，面电流即趋向饱和。增大辐照量仅改

表17·3-1 B、C点面电流和 $\int jdz$ 的峰值(安/厘米)

辐照量(卡/厘米 ²)	K_B	K_C	$\int jdz$
2.4×10^{-2}	9.44×10^{-2}	2.43×10^{-2}	1.47×10^{-1}
4.8×10^{-3}	10.33×10^{-2}	2.18×10^{-2}	7.3×10^{-2}
2.4×10^{-3}	9.63×10^{-2}	1.98×10^{-2}	8.2×10^{-2}
1.2×10^{-3}	8.37×10^{-2}	1.59×10^{-2}	6.5×10^{-2}
2.4×10^{-4}	5.00×10^{-2}	8.9×10^{-3}	4.0×10^{-2}
1.2×10^{-4}	3.69×10^{-2}	6.2×10^{-3}	3.2×10^{-2}
4.8×10^{-5}	2.42×10^{-2}	4.3×10^{-3}	2.2×10^{-2}
2.4×10^{-5}	1.63×10^{-2}	2.7×10^{-3}	1.5×10^{-2}
4.8×10^{-6}	4.7×10^{-3}	6.9×10^{-4}	4.2×10^{-3}
2.4×10^{-6}	2.4×10^{-3}	3.6×10^{-4}	2.2×10^{-3}

变面电流密度的上升前沿,使峰值出现的时间提前,但不增加其峰值。另外,面电流与辐照量之间,即使对于一组最弱的辐照量 10^{-6} 卡/厘米²也不存在线性关系。当辐照量变化跨五个量级,面电流密度的变化仅达40—50倍,这和光电流 I 在相当宽的范围内和辐照量成线性关系的特点有很大的区别。

§ 17.4 典型物体的SGEMP举例

前面已经指出过,SGEMP不仅与输入参量,如X射线脉冲的时间分布(主要是上升前沿)、强度、能谱等有关外,还与物体的几何形状,表面介质的性质等因素有关。从有关导弹、卫星等不同几何形状和表面介质的SGEMP的报道中,还归纳不出系统的规律,因而这里只能介绍两种典型物体的金属表面的SGEMP,及其随输入参量的变化。

一、首先讨论一个半径为 R_0 的球体,发射电流 I_s 分布在小于半球面的面积内,即分布角在 $0 < \theta < 90^\circ$,它的时间谱为三角形谱,前沿上升时间为 t_p ,电流峰值为 I_s^M ,并令表面电流密度为 $K(\theta)$,则面电流为

$$I_s = 2\pi R_0 \sin\theta K(\theta) \quad (17.4-1)$$

这个问题可以分成弱、强辐照两种情况来讨论^[6]。对于弱辐照,图17.4-1给出了峰值面电流 I_s^M (图中为 I_s)和发射电流 I_s^M 之比随 $\tau = v_0 t_p / R_0$ (v_0 为发射电子的初速度)的变化。由图可见,对于短脉冲即 $\tau_p \ll 0.1$, I_s^M 不超过 I_s^M 的10%, I_s 峰值约出现在 I_s 结束的时刻。对于 $\tau_p \approx 1$ 的脉冲, I_s^M 约为 I_s^M 的一半不到,平均值在0.2到0.3之间, I_s^M 峰值出现的时间位于发射电流峰值和结束时刻之间。 I_s^M 和 I_s^M , t_p 之间关系可以写成

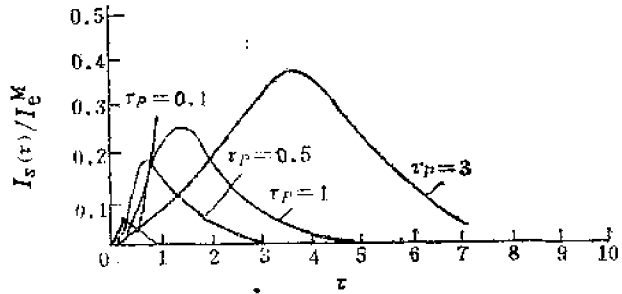


图17.4-1 $\frac{I_s}{I_s^M}$ 随 τ 的变化

$$I_s^M = \frac{1}{2} I_s^M \frac{v_0 t_p}{R_0} F\left(\frac{v_0 t_p}{R_0}\right) = \frac{1}{2} I_s^M \tau_p F(\tau_p), \quad (17.4-2)$$

式中 $F(\tau_p)$ 为仅与 τ_p 有关的函数。

在上述讨论中, R_0 原为球体的半径,可以推广为某些旋转体的特征长度 R ,但要求这些旋转体的细长比(即半径和长度比)不能过小。经推广后,则(17.4-2)式可以写成相似律的形式,即

$$\frac{I_s^M}{I_s^M} = \frac{1}{2} \tau_p F(\tau_p), \quad (17.4-3)$$

而

$$\tau_p = \frac{v_0 t_p}{R}. \quad (17.4-4)$$

换句话说,利用图17.4-1可以求得某些旋转体的面电流与发射电流峰值之间的关系。

现在讨论强辐照的情况。发射体的电势为

$$V(t) = \frac{1}{2} I_M^* \frac{t^2 t_p^{-1}}{4\pi\epsilon_0 R_0}, \quad (17.4-5)$$

令电子的动能为 E_K , 引进无量纲参量

$$\xi = E_K / eV(t), \quad (17.4-6)$$

那么强辐照的条件是

$$\xi \ll 1, \quad (17.4-7)$$

即电子在发射体上的势能远大于动能, 在这个条件下便会产生电子的反转, 经过计算可以得到

$$I_M^* \leq \left(\frac{I_M^*}{i_p}\right)^{1/3} E_K^{5/3} \left(\frac{4\pi\epsilon_0 R_0}{e^2}\right)^{2/3} \left(\frac{e^2 c}{R_0}\right)^{1/3} \left(\frac{m_e c^2}{2}\right)^{-1/3}, \quad (17.4-8)$$

或写成无量纲形式:

$$\frac{I_M^*}{I_M^*} = \frac{1}{3} \xi^{2/3} \tau_p^{1/3}. \quad (17.4-9)$$

可见面电流与发射电流增长率的 $\frac{1}{3}$ 次方、与电子动能 $\frac{5}{6}$ 次方成比例, 在辐照量相同的条件下,

I_M^* 与发射体的大小有关。一般说来, $\frac{I_M^*}{I_M^*}$ 在 10^{-2} 到 10^{-6} 之间, 辐照量愈大, 其比值愈小。

面电流峰值出现的时间 t_M^* 可以写成

$$t_M^* = \frac{5}{4} \left(\frac{I_M^*}{i_p}\right)^{1/3} E_K^{1/3} \left(\frac{4\pi\epsilon_0 R_0}{e^2}\right)^{2/3} \left(\frac{e R_0}{c}\right)^{1/3} \left(\frac{m_e c^2}{2}\right)^{1/3}, \quad (17.4-10)$$

或

$$t_M^* / t_p = \frac{5}{4} \xi^{1/3} \tau_p^{-1/3}. \quad (17.4-11)$$

面电流的上升时间总比发射电流的上升时间短, 约为后者的 0.1 到 0.5 之间。

和弱辐照情况下相似, R_0 也可以推广为某些旋转体的线度, 则 (17.4-9) 式可作为相似律使用。

二、长度与直径 ($2R$) 相等的圆柱体的 SGEMP 的计算是比较典型的, 这里介绍一组前向和背向散射电子都同时参与的数值计算结果^[6]。令发射电子流密度 J 的时间谱为 $\sin^2\left(\frac{\pi t/2}{t_p}\right)$, 并假定 t_p 小于辐射绕圆柱一周所需要的时间, 即令: $t_p = 0.54(2\pi R/c)$,

发射电流 $\pi R^2 J$ 为 7.1×10^9 安。圆柱体的 SGEMP 和它受辐照的几何条件有很大的关系。这里仅考虑辐射源足够大, 垂直照射在前端面并照及上半部的侧面, 那么前端和近一半的侧面都向外发射电子。在这个条件下计算所得, 以金为材料的 SGEMP 波形如图 17.4-2 所示, 该图给出的是靠近终端面即 $2/3R$ 处的外壁面电流 $K = 2\pi R H_0$ 随 t/t_p 的变化。由图列的结果可以看出以下几点:

1. 面电流 I 是一个负脉冲, 其峰值出现时间比发射电流的峰值时间要早, $\frac{t_M}{t_s} \approx 0.7$, 和前面讨论的强辐照情况相似; 其持续时间较源为长, 波形尾部有许多小振荡, 且保持较长的时间。

2. 令前端面中心到侧壁或终端面任一点的长度为 l , 当 $l = 2R$ 时, 面电流最大, 而两端面中心处皆为零。

3. 考虑到背向散射电子后, 对面电流几乎没有什么影响, 对于低原子序数的金属来说, 例如铅, 这个影响就更小。

现在考虑另外一种辐照方式, 除了端面受照外, 对侧壁加以屏蔽以致不受直接照射, 终端面开口或用低原子序数的材料。在这种辐照条件下, 是系统内壁产生面电流和指向轴线的内径向电场。

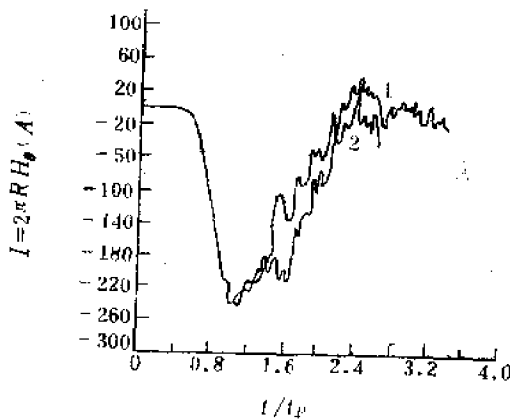


图17-4-2 终端面(2/3R)面电流随 t/t_p 的变化
1——不计背向散射; 2——计及背向散射

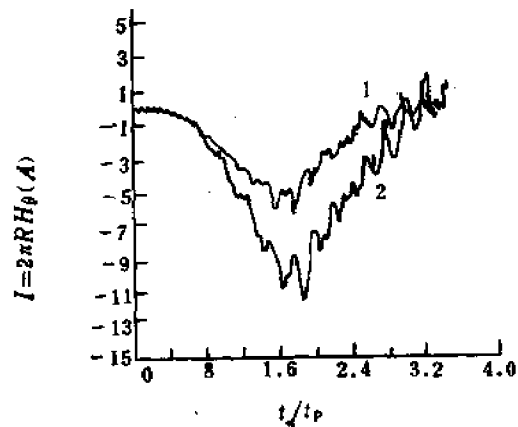


图17-4-3 远终端内壁面电流随 t/t_p 的变化
1——不计背向散射; 2——计及背向散射

发射电流 $\pi R^2 J$ 为 79 安, 上升时间 $t_s = 1.7 \left(\frac{2\pi R}{c} \right)$, 材料为金的内壁面在远终端的面电流随 t/t_p 的变化如图 17.4-3 所示。面电流仍然是一个负脉冲, 区别是背向散射的贡献明显增加。和图 17.4-2 相比, 背向散射的贡献使得其峰值加大近 3 倍。壁面材料不同, 背向散射的贡献也不一样。

§ 17.5 内电磁脉冲 (IEMP)

一、就 IEMP 研究的内容来看, 主要是辐照所产生的金属腔体内的电磁脉冲, 故有时又称腔体电磁脉冲。它产生的机理和 NEMP 基本相同, 康普顿电流或光电流和回电流 σE 是激励源, 二者的根本区别在于 IEMP 仅局限在金属所界的腔体内。这个有限的体积既可以是导弹、卫星某部分的腔体, 也可以是其它的空隙, 例如同轴电缆内外导体所界的空间。

由于有金属界面存在, 使得 IEMP 和 NEMP 有较大的差异。例如对于圆柱形腔体, IEMP

问题可以看成在以腔体为波导管，以 J_e 和 σE 为激励源的受迫振荡问题。波长比管径大的电磁波将被截止，因而IEMP波形中大部分成分为高频振荡，而且波形的持续时间与NEMP相比显著缩短。

首先做近似分析以显示IEMP的主要特征。考虑一个圆柱形腔体，令腔体的前端面受 γ 照射，因而腔内仅产生轴向康普顿电流 J_z 。在柱坐标系中忽略磁场的旋度，则轴向麦克斯韦方程写为

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{\sigma}{\epsilon} E_z = -J_z/\epsilon \quad (17.5-1)$$

J_z 与 γ 辐射通量 Φ_γ 的关系（参见(15·3-10式)）为

$$J_z = -a_1 \dot{\Phi}_\gamma \quad (17.5-2)$$

电导率 σ 与 Φ_γ 的关系为

$$\sigma = a_2 \dot{\Phi}_\gamma / (\alpha + \Gamma) \quad (17.5-3)$$

一般情况下，位移电流 $\partial D/\partial t$ 总小于回电流 σE_z ，故由(17·5-1)式可得

$$E_z = -J_z/\sigma = \frac{a_1}{a_2} (\alpha + \Gamma) \dot{\Phi}_\gamma \quad (17.5-4)$$

式中 a_1 、 a_2 为常数。可见腔体电磁脉冲的轴向电场仅有赖于 γ 辐射前沿的上升速率 α 和附着系数 Γ ，而与 γ 辐射的强度无关，这个特征和NEMP中径向电场的特点相似。

应该指出，这个结论只在 $\dot{\Phi}_\gamma$ 不是很强的条件下成立，例如 $\dot{\Phi}_\gamma$ 应小于 10^{20} 个/厘米²·秒。

在 γ 辐射很强，超过 10^{20} 个/厘米²·秒的条件下， E_z 将与 $\dot{\Phi}_\gamma$ 有关，例如腔内具有一定真空度， γ 辐射很强，产生的电子 N_e 足够多，以致使下列条件满足：

$$\alpha_e N_e \gg \Gamma \quad (17.5-5)$$

即电子和离子的分解复合过程超过电子与氧分子的附着过程，那么电离方程(14·8-10)中可以略去附着项，在定态条件下可得

$$N_e^2 \approx S(t)/\alpha_e \quad (17.5-6)$$

电子源函数 $S(t)$ 与 $\dot{\Phi}_\gamma$ 的关系为

$$S(t) \sim \dot{\Phi}_\gamma(t) \quad (17.5-7)$$

由此可见

$$E_z \sim \dot{\Phi}_\gamma^{1/2} \quad (17.5-8)$$

即轴向电场与 γ 辐射强度的平方根成正比。实际上，随着 N_e 的增加，空间电荷的制约效应将限制 J_z 的进一步增长，从而限制 E_z 的增长。当 E_z 足够强时，自治场效应也会抑制 E_z 的增长，因此 E_z 并不会无限制地随 $\dot{\Phi}_\gamma^{1/2}$ 增长，而达到一定的饱和值。

随着 $\dot{\Phi}_\gamma$ 增强， E_z 峰值出现的时间提前，而且脉冲的持续时间增长。这就需要用自治场理论来进行讨论，这方面请参阅专门文献。

在腔体电磁脉冲中，除了轴向电场外还有径向电场 E_r 和横向磁场 B_θ 。一般说来 E_r 的数值小于 E_z ，由于金属壁面边界条件和轴对称的几何要求， E_r 在两端界面上为零。

当 γ 照射腔体的前端面时，由端面向前发射的电子最后被腔壁和另一端面所吸收，同时

产生背向散射，其结果都会在壁面上产生置换电流，即面电流。因此，在真实核环境下，受辐照的腔体总是同时存在IEMP和SGEMP，我们把它统称为SGEMP可能概括性更好。而只涉及面电流的倒不妨称为狭义的SGEMP，似更为合适。

在这一节里，除了讨论典型的腔体电磁脉冲外，还要介绍同轴电缆在 γ 辐照下内外导体间的短路电流，这个问题在实用上是有意义的。

二、这里先介绍一组有关腔体电磁脉冲的模拟试验结果^[1]，试验的腔体是长一米，半径为半米的圆柱体，前端面受辐照。辐射源是美国HermesII闪光X光机，X射线的脉冲宽度约为160毫微秒。在圆柱体不同部位的总剂量见表17·5-1。

表17·5-1 圆柱体不同部位的辐照剂量(拉德)

前端面 ($z=0$)		侧壁面 ($z=50$ 厘米)	终端面 ($z=100$ 厘米)	
$r=0$	$r=50$ 厘米		$r=0$	$r=50$ 厘米
1920	730	350	300	210

为了看出IEMP的基本特征，这里选了近前、终端面 $r=0$ 的中心处的轴向电场 E_z ，见图17·5-1a, b, $z=50$ 厘米中端壁面处的径向电场 E_r ，见图17·5-2；图17·5-3给出了 $z=20$ 厘米， $r=50$ 厘米处的横向磁场 B_θ ，这些曲线（实线）都是经过数据处理后的结果，图中还给出理论计算结果（虚线）。分析这些结果可以得到下列几点结论：

1. 前端面的轴向电场为最强，而后随距前端面距离 z 衰减。其波形为一正脉冲，峰值时间比X射线的峰值时间略前。终端面的 $E_z(t)$ 为一负脉冲，峰值时间比源的峰值时间略后，但相差都很小。二者持续时间大致和源的持续时间相当，主要区别是波形结束时有一个持续时间较长的振荡后尾，有些和NEMP的源区场有较长后尾相似。终端面 $E_z(t)$ 的极性不一定和前端面的相反，其性质既与源强有关，也与柱长有关。

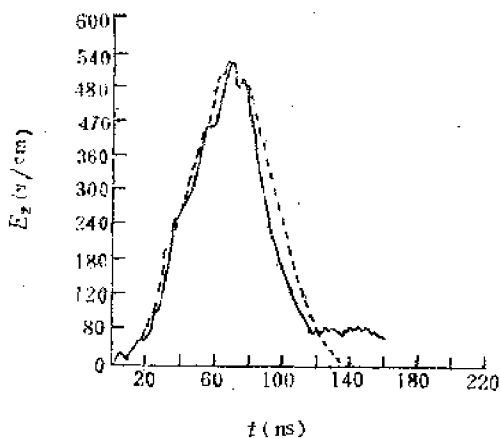


图17·5-1a $z=0, r=0$ ，即前端面中心轴向电场 E_z 随时间的变化

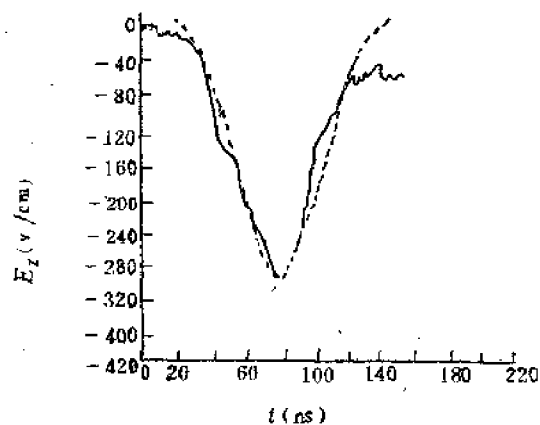


图17·5-1b $z=100$ 厘米， $r=0$ ，终端面中心轴向电场 E_z 随时间的变化

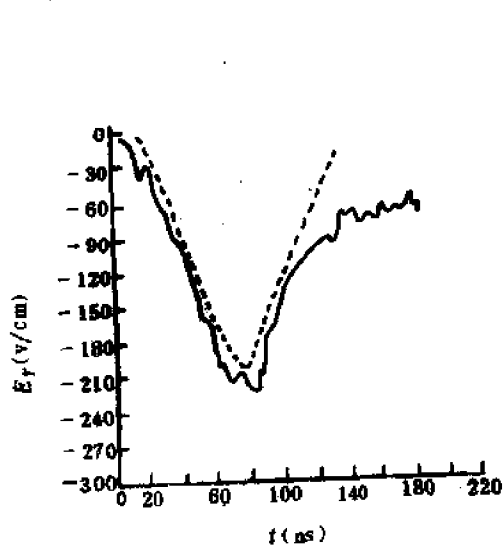


图17-5-2 $z=50$ 厘米, $r=20$ 厘米,
径向电场 E_r 随时间的变化

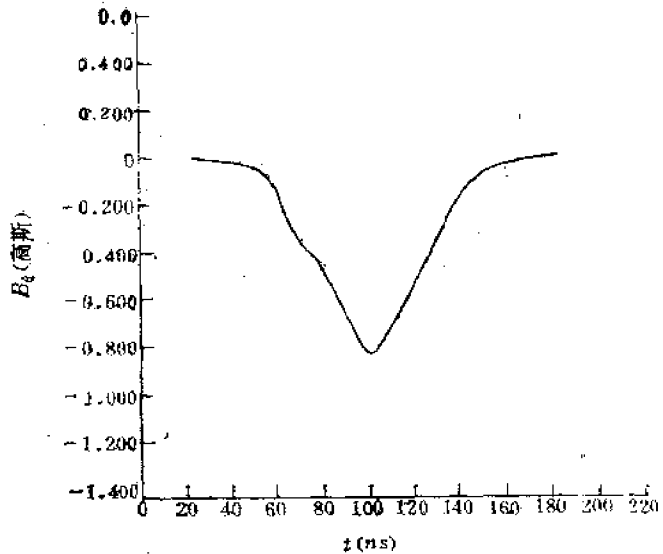


图17-5-3 $z=20$ 厘米, $r=50$ 厘米,
磁场 B_z 随时间的变化

2. 径向电场 $E_r(t)$ 总是一个负脉冲, 峰值出现的时间和持续时间与源的脉冲特点大致相同, E_r 在两个端面处为零, 在柱长的中部为最大。

3. 横向磁场 $B_\theta(t)$ 是一个负脉冲, 峰值时间滞后于源的峰值时间, B_θ 的大小也随 z 略有衰减。

4. 场强随腔内气压有变化, 一般说来, 随真空度减小, 场强峰值减小, 脉冲宽度变窄。换句话说, 把腔体抽成真空, 在相同辐照的条件下, 反而会使IEMP增大。

5. 实测的 E_r 、 E_z 和 B_θ 中, 在尾部都出现了一些特征性振荡, 这些振荡可能与X射线脉冲源的小振荡和空腔谐振等有关。

应该指出, 这些结论对于了解IEMP的基本特征是有益的, 对于不同的试验, 由于试验条件不尽相同, 这些结论只有参考意义。

三、从理论上计算圆柱体的腔体电磁脉冲在原则上是没有什么困难的, 但实际计算中会遇到一些计算处理上的困难, 这里不再赘述。

这里介绍一组长为1.04米, 半径为0.5米金属封闭圆柱腔体的计算结果。令端面正对爆心, 那么距爆心距离为 R_0 内的康普顿电流密度为[参见(15-3-10)式]

$$\vec{j}_c = -e_s \frac{N_s R_0 c}{(R_0 + z)^2 \lambda} e^{-(R_0 + z)/\lambda} f\left(t - \frac{R_0 + z}{c}\right), \quad (17-5-9)$$

且腔内空气电子电导率为

$$\sigma = N_s e \mu_s$$

$$N_s = \frac{P_s N_s}{\Gamma \lambda} \frac{1}{(R_0 + z)^2} e^{-(R_0 + z)/\lambda} f\left(t - \frac{R_0 + z}{c}\right),$$

(17-5-10)

式中 z 是以前端面中心为柱坐标原点的轴向距离。上述表达式和NEMP问题中的相同, 也就

是说, 近似认为 (Re/λ) 这个量对各种物质没有多大差别。

在轴对称条件下, 麦克斯韦方程组为

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = \frac{\partial E_r}{\partial r} - \frac{\partial E_z}{\partial z}, \quad (17.5-11)$$

$$-\varepsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_\theta}{\partial z} + \sigma E_r, \quad (17.5-12)$$

$$-\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{B_\theta}{r} + \frac{\partial B_\theta}{\partial r} \right) - \sigma E_z - J_z. \quad (17.5-13)$$

为了简化计算, 假定腔壁为完全导体, 则在壁面上的边界条件为: 在侧壁上,

$$r=a, E_r(t, a, z) = 0. \quad (17.5-14)$$

令柱体的长度为 l , 在前、后两个端面上 $z=0, z=l$ 有

$$E_r(t, r, 0) = E_r(t, r, l) = 0. \quad (17.5-15)$$

在 $r=0$ 的轴线上, 由对称性可得中心条件为

$$E_r(t, 0, z) = 0, \quad B_\theta(t, 0, z) = 0. \quad (17.5-16)$$

初始条件是, 当 γ 辐射未达到腔体以前, 即 $t - (R_0 + z)/c \leq 0$, 一切场的量皆为零。

有了以上方程组和定解条件, 通过计算机的计算可以求得圆柱腔体的 IEMP。下面给出一组如图 17.5-4 所给定的康普顿电流时间谱的有关结果, 与电流峰值对应的剂量率峰值约为 5×10^{20} MeV/厘米²·秒, 部分结果如图 17.5-5a, b, 图 17.5-6 和图 17.5-7 所示。

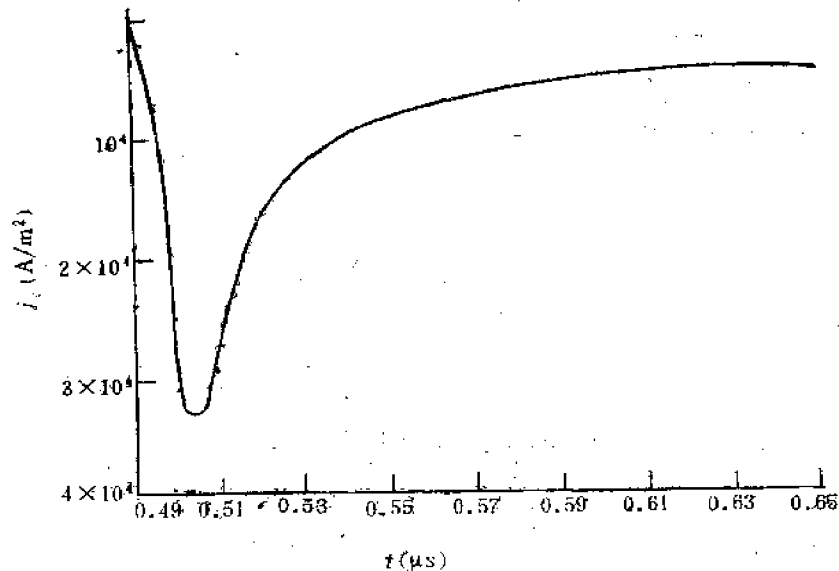


图17.5-4 圆柱空腔内轴线上的 j_z 随时间的变化

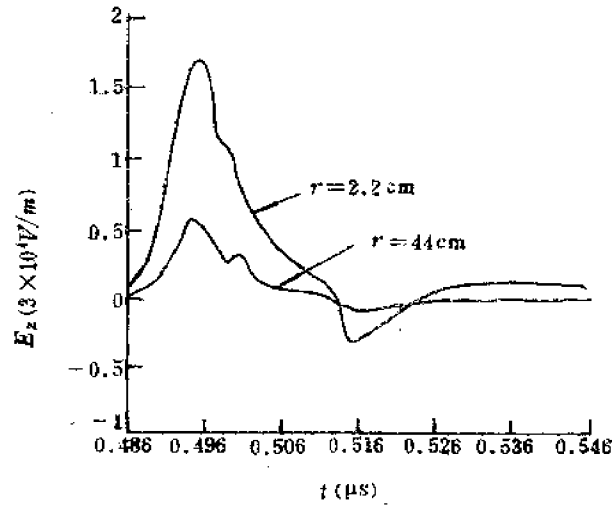


图17-5-5a 管子前端2厘米处, 不同 r 处 E_z 波形

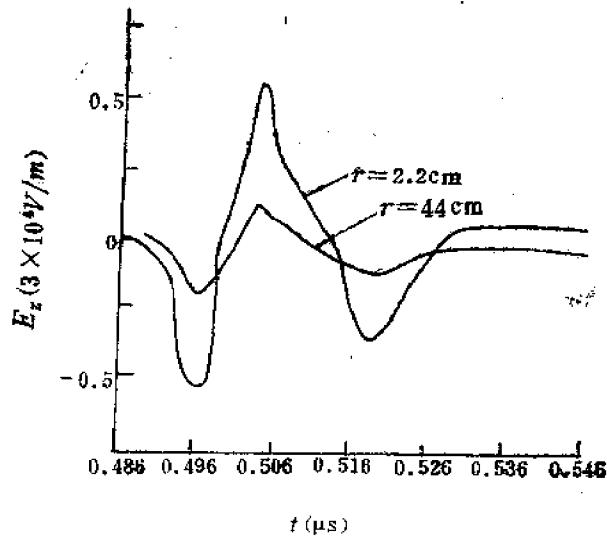


图17-5-5b 管子后端102厘米处, 不同 r 处 E_z 波形

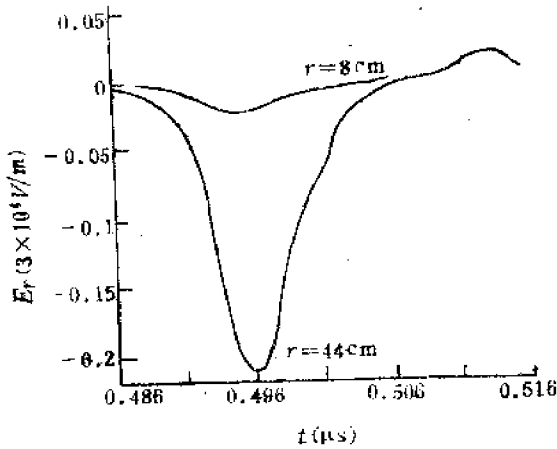


图17-5-6 管子前端6厘米处, 不同 r 处 E_r 波形

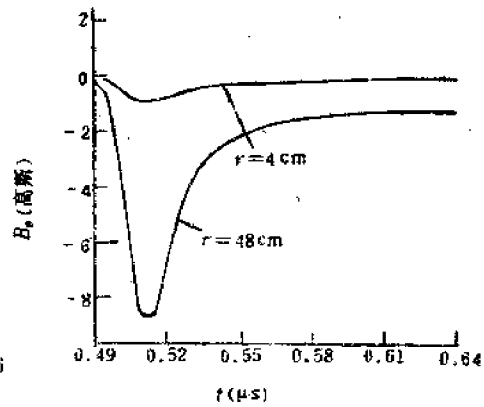


图17-5-7 管子后端102厘米处, 不同 r 处 B_z 波形

将这些结果和前面的试验结果比较, 尽管这里的计算条件和模拟试验条件不完全相同, 但IEMP波形的基本特征是相同的, 差异比较大的是终端面附近的 $E_z(t)$, 实测波形只有一个负脉冲, 而计算的波形是先负后正再负的振荡, 可能是由于柱体的长短和激励源的不同引起的。

分析、比较柱长, 直径, 管内气压和 γ 辐射强度不同的各组计算结果, 可以得到如下几点结论性看法:

1. 在 γ 辐射强度相同的条件下, IEMP的强度随管径的缩小而迅速减弱。
2. 当柱体较长时, $E_z(t)$ 随管长变化中会出现极性反转点, 该点附近 E_z 为最小, 过了该点 $E_z(t)$ 改变为负极性, 一直维持到终端面。模拟试验结果也证实了这个看法。
3. 具有一定真空度的腔体, IEMP强度要比大气压条件下的强, 这一点和前面试验所得的结论相同。
4. 在 γ 辐射通量小于 $\sim 10^{22}$ 个/厘米·秒或 $\sim 10^{13}$ 拉德/秒, IEMP强度主要决定于 γ 辐射的增殖率 α , 这和前面的近似分析相吻合。
5. 在图17-5-5和图17-5-7的波形算例中, 由频谱分析得出 E_z 的主频率约为14百万赫附近, B_θ 的主频率在0.8百万赫附近, 而且随着管长增加, 主频率向低频方向移动。

四、同轴电缆内外导体之间空隙中的IEMP是一个值得注意的问题。在 γ 辐照下, 空隙中空气被电离, 电缆的分布参数也会改变。如果电缆的一端匹配相接, 所关心的参量不再是场强而是通过另一端的短路电流 i_{sc} 。短路电流随着空隙空气电导率的改变而变化, 电导率愈大, i_{sc} 愈小。

A. Wilson^[6]用传输线理论讨论了 γ 辐照电缆产生的短路电流, 爆炸高度为21.2米, 长度为140米的电缆相对于爆心投影点, 对称布放在地面, 电缆的分布参数为

$$R = 5.15 \times 10^{-8} \text{ 欧/米}, \quad L = 8.61 \times 10^{-8} \text{ 亨/米},$$

$$C = 2.98 \times 10^{-11} \text{ 法/米}, \quad Z_0 = 17 \text{ 欧}.$$

(17-5-17)

Z_0 为电缆一端连接的匹配电阻, 内导体半径为1.6002厘米, 空隙宽度为0.0254厘米, 外屏蔽体为钢。 γ 辐射通量随时间的变化大致如下表17-5-2

表17-5-2 $\dot{\Phi}_\gamma(t)$

t (ns)	7	10	100	1000	10000
$\dot{\Phi}_\gamma$ (MeV/厘米 ² ·秒)	3×10^{10}	8×10^9	2×10^9	6×10^8	4×10^7

外屏蔽体受 γ 辐照后, 打出的康普顿电子通量为

$$\dot{\Phi}_c = 2.64 \times 10^{-3} \dot{\Phi}_\gamma.$$

(17-5-18)

它将在空隙中产生次级电子, 考虑到康普顿电子在材料中能量的平均损失, 求得单位长度产生的次级电子数为

$$P_s \approx 11.7 \text{ 个/厘米}.$$

因此空隙中次级电子的源函数为

$$S(t) = P_s \dot{\Phi}_c.$$

利用空气的电离复合方程，可以求得空隙在标准状态大气下的电子数密度 $N_e(t)$ ，即

$$N_e(t) \approx 3.1 \times 10^5 \int \dot{\Phi}_\gamma r^{(1-t')} dt' \text{ (个/米}^3\text{)}; \quad (17-5-19)$$

因此，求得在 $x=l/2$ 的电缆中部（爆心投影点处）的 $N_e(t)$ ，峰值约为 10^{18} 个/米³。出现的时间约为 10ns ，随后缓慢衰减， $t=10^8\text{ns}$ 时约为 2×10^{17} 个/米³，由 $N_e(t)$ 不难求得空气的电导率 σ 。

当 $x=l$ 端为匹配连接时，匹配负载为 17Ω ， $x=0$ 端的短路电流 i_{sc} 可以通过数值求解传输线方程得到，结果见图17.5-8，图中还给出对应于不同电导率的结果。由图可见， i_{sc} 的持续时间约为 γ 辐射到达峰值的时间； i_{sc} 的峰值与空隙的空气电导率关系比较密切。

如果电缆内不存在空隙，且 γ 辐照下电缆的分布参数不变，那么 γ 辐照在电缆中所产生的干扰电流峰值与 γ 剂量率的峰值有下列线性关系

$$i_M = K_i \dot{\Phi}_{\gamma M} \text{ (安/米)}, \quad (17-5-20)$$

式中

$$K_i \approx 3 \times 10^{-11} \text{ (安/米/拉德/秒)}. \quad (17-5-21)$$

对于不同电缆， K_i 的值差异不大。

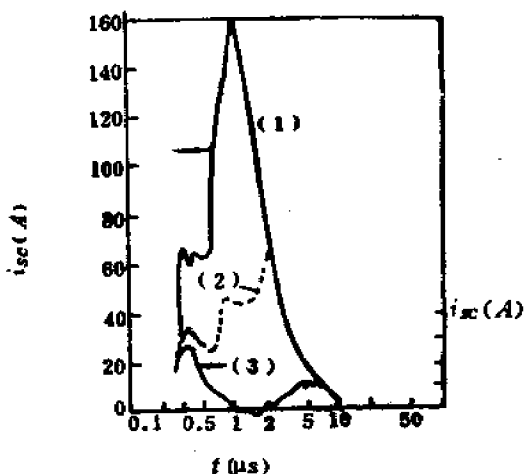


图17-5-8 不同电导率下 $i_{sc}(t)$

1 — σ_M (空气电导率上限); 2 — $0.025\sigma_M$; 3 — $0.018\sigma_M$

参 考 文 献

- [1] C. L. Longmire *IEEE Trans. N-S* 22, (1975) 2340.
- [2] D. F. Higgins, K. S. H. Lee, L. Marin, *IEEE Trans. EMC-20*, (1978) 14.
- [3] R. L. Fisher, R. L. Hartman, *Data Reduction and Analysis of Experiment IEMP/SGEMP Electron Beam Study First Interim Report, 44 Kev Beam Energy Kaman Sci. Rep.* (1976) F. S. Duval W. F. Rich, C. A. Clerk, *A study of IEMP/SGEMP Phenomenology Electron Beam Simulation Kaman Sci. Rep.* K-74-1260 (1972).
- [4] T. A. Dellin, C. J. Mac Calum., *IEEE Trans. NS-20*, (1973) No. 6, 91.
- [5] A. Wilson., O. E. Parks., *IEEE Trans. NS-23*, (1976) 1916.
- [6] Eugen P. de Plomb, *IEEE Trans. NS-23* (1976) 1909.
- [7] D. C. Osborn., A. R. Wilson., AD-77013.
- [8] R. S. Chu, J. H. Terrell, *IEEE Trans. NS-22* (1975) 2408.
- [9] J. R. Hill, M. R. Wilson., *IEEE Trans. NS-21* (1974) 264.

第十八章 高空核爆炸物理概要

§ 18.1 引 言

一、高空核爆炸是反导，也可能是发动核战争而采取的突然袭击的重要手段之一，因此，在1956到1961年期间，苏、美相继共进行了约24次高空核试验，以探索高空核爆炸的规律。苏、美高空核试验的简况见表18.1-1和18.1-2。

表18.1-1 美国高空核试验简表

序号	时 间	代 号	地 点	当 量	爆高(公里)
	年 月 日				
1	58.8.1	Teak (麻栗树)	约翰斯顿岛	百万吨级	77
2	58.8.12	Orange (香橙)	约翰斯顿岛	百万吨级	43
3	58.8.27	Argues I	南大西洋 ^{38° S} _{12° W}	1—2kT	480
4	58.8.30	Argues II	南大西洋 ^{50° S} _{80° W}	1—2kT	480
5	58.9.6	Argues III (百眼巨人)	南大西洋 ^{50° S} _{10° W}	1—2kT	480
6	62.7.9	Starfish (海盘车)	约翰斯顿岛	140万吨	400
7	62.10.20	Checkmate (将死)	约翰斯顿岛	百万吨级以下	56
8	62.10.25	Bluegill Tripee Prime (三倍翻车鱼)	约翰斯顿岛	百万吨级以下	50—60
9	62.11.1	Kingfish (王鱼)	约翰斯顿岛	百万吨级以下	32—48
10	62.11.4	Tightrope (绳索)	约翰斯顿岛	2.9万吨以下	65

注：1. 1962年5月6日试验是远程导弹发射的弹头试验，是一次空中试验，美国核试验统计资料中列为高空火箭试验，这里未列入，所以总共有十次资料。

表18-1-2 苏联高空核试验简表[#]

序号	时 间	地 点	当 量	爆 炸
1	1956.11.17	本土	大型	高空
2	1961.9.10	新地岛	百万吨	60公里
3	1962.8.5	新地岛	3千万吨	高空
4	1962.10.22	中亚细亚	数十万吨	高空
5	1962.10.22	新地岛	数百万吨	高空
6	1962.10.28	中亚细亚	中等	高空
7	1962.11.1	中亚细亚	中等	高空
8	1962.11.1	新地岛	中等	高空
9	1962.11.3	新地岛	中等	高空
10	1962.11.3	新地岛	中等	高空
11	1962.11.4	谢米巴拉丁斯克	中等	高空
12	1962.11.17	谢米巴拉丁斯克	低等	高空
13	1962.12.18	新地岛	中等	高空
14	1962.12.18	新地岛	中等	高空

注：由于对高空核试验高度判别不同，因而本表统计的次数与表1-1-1有异

从美国的高空核试验情况看，爆炸高度是从32公里到800公里。不妨认为大气对流层高度以上的爆炸都可以称为高空爆炸。由于大气参数 p 、 ρ 、 T 和分子自由程 λ_m 随高度变化(见表18-1-3)显著，因此爆炸现象随爆炸高度也有明显的变化。一般认为，高度80公里是爆炸现象有显著区别的分界线，故而通常又将高空爆炸分成高度高于和低于80公里的两档。

表18-1-3 标准大气参数和分子自由程随高度变化简表(根据1962年国际标准大气模式)

距海平面高度 Z (公里)	p (毫巴)	T (K)	ρ (公斤/米 ³)	p/p_0	λ_m (米)
0	1.01×10^{-3}	288	1.225	1	6.63×10^{-8}
10	2.65×10^{-2}	223	4.135×10^{-1}	3.88×10^{-1}	1.96×10^{-7}
30	1.20×10^{-1}	227	1.84×10^{-2}	1.50×10^{-2}	4.41×10^{-6}
50	7.98×10^{-1}	271	1.03×10^{-3}	8.38×10^{-5}	7.91×10^{-5}
100	3.01×10^{-4}	210	4.97×10^{-7}	4.06×10^{-7}	1.63×10^{-1}
150	5.06×10^{-6}	893	1.84×10^{-9}	1.50×10^{-9}	4.11×10^{-1}
200	1.33×10^{-6}	1236	3.32×10^{-10}	2.71×10^{-10}	2.16×10^{-2}
300	1.88×10^{-7}	1432	3.59×10^{-11}	2.93×10^{-11}	1.77×10^{-3}
400	4.03×10^{-8}	1487	6.50×10^{-12}	6.31×10^{-12}	8.61×10^{-3}

高度低于80公里的核爆炸的杀伤破坏因素基本上与空中核爆炸的相类似，无本质上的差异，但其爆炸景象和地球物理现象却有明显的不同。具体讲，当爆炸高度低于约(30—40)公里时，裂变武器爆炸的85%非核能量中力学和光辐射所占比例基本不变，但光辐射脉冲的特点有变化(参见§8-8)，火球的发展速度比低空爆炸时快得多。

当爆炸高度高于(30—40)公里时，力学能量所占份额减小，光辐射所占份额增加。光辐射的两个脉冲趋于合并成单一的脉冲，其持续时间也随之缩短。火球速度发展极快，同时以较快的速度上升，例如美国进行的代号为“麻栗树”的77公里高空核试验，在爆后3.5秒前的水平方向扩张速度约为3.6公里/秒，平均上升速度约为(1—2)公里/秒。在火球外还

套有一个发射红光的球形波面，它乃是高空冲击波的阵面，发射红光是因为阵面温度较高，激发氧原子所造成的光学现象。随后是爆炸产物即放射性烟云或称碎片云的运动，它同样既在水平方向上扩张，又迅速在垂直方向上升，从而呈现出倒梨形。

我们选择80公里作为高空核爆炸分档的界线，是因为在这个高度上，X射线在冷空气中的自由程近似等于该高度的大气标高。因此，高于80公里的爆炸，向上方发射的X射线逃逸出大气不致造成和80公里高度以下爆炸相似的火球现象，向下发射的X射线将全部能量沉积在低层大气中。

一般，X射线能量沉积最大值出现的高度在(70—80)公里范围内。当这个范围内空气吸收的能量足够高，便向外发射偏红的可见光，称为燃烧火球，呈饼状，故又称饼状火球。这是100公里以上高空核爆炸特有的光学现象。

由于X射线自由程显著增长，X射线直接作用在目标上的破坏作用代替了火球发出的光辐射，它所占能量份额最大，杀伤破坏范围也比空爆光辐射大得多。

高空冲击波的形成与当量和爆炸高度有关，在我们所关心的高空核爆炸条件下，冲击波仍然是要讨论的问题之一。与低空爆炸不同的是，冲击波形成的距离远脱离爆源，它所占的能量减少，杀伤破坏作用减弱。

因此，高空核爆炸的杀伤破坏因素为：X射线、早期核辐射、EMP和冲击波。

二、高空核爆炸产生许多地球物理现象：人造极光、人造辐射带、磁扰动、电离层扰动、电波传播异常、无线电噪声、哨音、地磁、地电和地震等。这些现象是否显著，视爆炸当量和高度而定。这方面有大量的报道，例如1963年前后的地球物理研究杂志(J、G、R)综合报道了许多观测结果，可供参考。这里仅就一些主要现象进行介绍。

1. 人造极光：

被地磁场捕获的高能 β 粒子在沿磁力线运动过程中轰击 O_2 、 N_2 分子，使 O_2 发射波长为 $0.5577\mu m$ 和 $0.63\mu m$ ， N_2 发射 $0.3278\mu m$ 的可见光，这既可以在爆区观察到，也可以在磁共轭区观察到。(所谓磁共轭区是指地磁力线与地球上方等高线的交点区域)。一般，爆后1—2秒在爆区即可观察到，稍晚，在共轭区也可以观察到。

美国在1962年7月进行的海盘车(Starfish)试验，当量为140万吨，爆高为400公里，这次试验所出现的地球物理现象都比较明显。在爆区，(5—10)秒即可看到从磁天顶发出沿磁力线方向呈射线状的白色极光。一分钟内便染上红色，约4分钟后，以红色光辉为主，整个发光区复盖了从南到北的大部分天空，随后缓慢衰减，12分钟后消失。约一分钟后在共轭区也可以观察到类似的现象，而且持续时间更长。

2. 人造辐射带：

如果将地球磁场近似为磁偶极子场，两极是磁力线会聚的区域，这个区域可称为磁镜。当带电粒子的投射角大于一定角度，由弱磁场进入磁镜区域时，被反射回到场较弱的区域。因此，被捕获在地磁场中的带电粒子将有一部分在两磁极间来回运动。

令磁镜区域的磁感应强度为 B_0 ，最弱处的磁场为 B_m ，将粒子速度分解为平行和垂直于磁场方向的分量，其夹角为 α ，可称为投射角，
即：

$$\tan \alpha = v_{\perp} / v_{\parallel} \quad (18-1-1)$$

粒子被反射的临界角为：

$$\sin \alpha_0 = \left(\frac{B_m}{B_0} \right)^{1/2}, \quad (18-1-2)$$

换句话说，投射角 $\alpha \geq \alpha_0$ 的粒子被反射， $\alpha < \alpha_0$ 的粒子将逃逸出磁镜。

爆炸高度在100公里以上，核裂变所释放出的高能 β 粒子就有相当一部分被地磁场捕获，在地磁两极间形成人造辐射带。例如海盘车试验，用人造卫星探测到的辐射带结构如图18-1-1所示（引自文献[1]），图中曲线为电子数密度（个/厘米³）等值线，其值乘上光速便得电子通量（个/厘米³·秒）的等值线。被捕获的总电子数为 10^{26} 个，辐射带的高度约 $4a$ （ a 为地球半径）左右。电子在高空运动与其它粒子碰撞的概率极小，因而人造辐射带可以持续很长时间，例如海盘车试验的辐射带持续达几年之久。

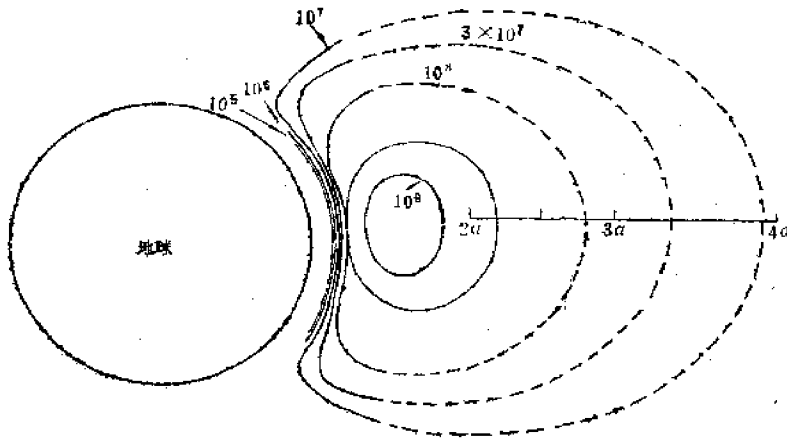


图18-1-1 人造辐射带， a 为地球半径 (6.4×10^6 米)

辐射带内电子能量分布在0到9百万电子伏之间。其中大量近光速运动的相对论电子在瞬时速度的方向上向外发射（20—100）百万赫的高频辐射，即同步辐射。而低能电子沿磁力线方向发射在电子回旋角频率范围内的低频辐射，即回旋辐射。测定前者可以用来研究辐射带和无线电噪声。

3. 高空核爆炸引起的磁扰动效应几乎在全球都是可以观察到的现象。早期核爆炸产物可以近似为具有反磁性的完全等离子体，它在地磁场中的快速膨胀即向外发射低频电磁场，同时拨动磁力线产生磁扰动。 γ 辐射、X 射线在大气迁移过程中产生的康普顿电流与地磁场的耦合效应也会在早期产生程度不同的磁扰动。后期，被地磁场捕获的带电粒子运动产生的环形电流，它产生的磁场以及在地球上感应的电流是后期磁扰动的原因之一。传入电离层的冲击波退化为声——重波，与磁流体波的耦合造成电离层的扰动，也是后期磁扰动的可能原因。另外，各种电离源引起电离层的附加电离区的屏蔽效应也会引起地磁效应。总之，核爆炸所激励的电磁过程以及力学扰动与地磁场的耦合或单独或综合产生全球性磁扰动。这方面的分析见Maeda等人的工作^[2]。

磁扰动一个重要现象是地磁场变化，在代号为“海盘车”的试验中，测得的地磁变化的基本特征^[2]是：爆炸后几秒钟，地磁开始变化，波形由快和慢变化两个部分组成，快变化部分的周期为（3—5）秒，持续时间（15—30）秒；慢变化部分是地磁变化的主体，开始时

间约为分钟量级，几分钟达极大值 ΔH_{max} ， ΔH_{max} 在几到几十 γ ($\gamma = 10^{-6}$ 高斯)，持续时间长达半小时之久。地磁变化随着爆高增加而增加，并扩展到全球，反之，扰动减弱，且限制在南—北方向上。

三、虽然美国报道高空核爆炸的文献很多，基本上都是有关地球物理现象和外观景象方面的内容，很少关于杀伤破坏因素方面的报道。即使在理论研究方面，工作开展的也是很充分的，在火球、X射线、中子和电离效应等方面（核电脉冲在十五章中已讨论过）虽有些文献可供参考，但是，由于缺少实测结果的检验，也只有参考意义。正因为有这些局限性，本章内容只能反映基本物理过程，涉及到的有关数据也主要是为了说明问题，使用时宜慎重。

本章主要讨论X射线迁移过程，光辐射现象、早期核辐射、冲击波现象及碎片云的运动。因为大气电离现象不仅高空核爆炸会产生，低空核爆炸也同样会产生，因此集中在下一章讨论。

§ 18.2 X射线在稀薄大气中的能量沉积和辐照量

一、在低空爆炸的情况下，无须详细讨论X射线对爆点周围大气的加热过程。这是因为被加热的范围小，对爆炸后期的光学现象和光冲量的影响不那么显著的缘故。对于高空核爆炸，X射线在稀薄大气中的能量沉积，造成大范围的空气温升，产生高空爆炸特有的光学现象。同时，X射线可以传播得很远，在相当大的范围内起杀伤破坏作用。因此在高空爆炸条件下，需要讨论X射线对大气的加热过程。详细的讨论可参阅文献[3]中D.H.Holland的工作。

光辐射在大气中迁移被大气吸收的能量，称为能量沉积。单位质量的能量沉积定义为

$$E'(R) = \int \int K_x(R, t) I_v(R, t) dv dt, \quad (18.2-1)$$

式中 K_x 为空气对X射线的质量吸收系数， I_v 为X射线辐射强度。

一般情况下，当空气分子或原子被电离后， K_x 要发生变化。尤其是在爆心附近，由于X射线脉冲很强，当脉冲尚未结束的某个时刻，爆心周围空气原子的壳层电子就会完全被剥光，成为裸核。在一定范围的裸核区内，如果忽略康普顿散射对X射线削弱，则 K_x 降为零，即对X射线几乎是完全透明的。在裸核区外，由于 I_v 减弱，虽然空气原子有了不同程度的电离，但可以近似认为只有K层电子被离化，而L层电子仍然留着，再远，离化程度更低。因此，X射线在大气的迁移过程中，吸收系数是随辐射强度而改变。在裸核区外，由于存在吸收边，其辐射谱将逐渐变硬。这是非平衡辐射迁移同物质与辐射相互作用的耦合过程。这里不可能讨论这么复杂的问题^[8]，而援用文献[1]所采取的简化模型。

令裸核区的半径为 R_1 ，当 $R \leq R_1$ ，

$$K_x(R) = 0, \quad (18.2-2)$$

即为X射线的透明区；当 $R > R_1$ ，尽管有不同程度的电离，因为保留了L层电子， K_x 皆取冷空气的吸收系数；而且假定通过吸收后，X射线的辐射谱并不变化。

对于空气，当 $h\nu > 0.4\text{keV}$ 时，

$$K_x = K_0 / (h\nu)^3 (\text{厘米}^2/\text{克}), \quad 0.4\text{keV} < h\nu < 40\text{keV}, \quad (18.2-3)$$

关于 K_0 的数值,不同文献的取值不同,这里取 $K_0 = 3.4 \times 10^3$,自由程为

$$\lambda_x = 1/\rho K_x, \quad (18.2-4)$$

如果爆源的辐射强度为 I_0^x ,因为有一部分能量要沉积在裸核区内,那么,在裸核区边界上

$$R = R_s(t), \quad I_v = I_0^x(1-q), \quad (18.2-5)$$

式中 q 为 t 时刻裸核区沉积的总能量与释放的X射线总能量之比。

考虑核爆炸的X射线能量释放率为 $P(t)$,弹体温度为 T_x ,辐射谱为同温度的黑体谱,则在弹体边界上辐射强度为

$$I_v^x(R, t) = \frac{b_v(T)P(t)}{4\pi R^2}, \quad (18.2-6)$$

式中 b_v 为规一化普朗克函数,即

$$b_v = \frac{B_v(T)}{\int_0^\infty B_v(T)dv}, \quad (18.2-7)$$

则在 R_s 处的能量沉积为

$$E'(R_s) = \int_{t_1}^t \int_0^\infty \frac{K_v b_v(T)P(t)(1-q)}{4\pi R_s^2} dv \cdot dt, \quad (18.2-8)$$

式中积分限为

$$t_1 = R_s/c, \quad t \leq \frac{R_s}{c} + \tau, \quad (18.2-9)$$

为脉冲持续时间。

由(18.2-8)式中可以求得 R_s 随 t 的变化。

这里不准备讨论 $E'(R_s)$ 、 R_s 各量随时间变化的细节,而仅关心为当 R_s 为最大值时的有关量。当 R_s 为最大值 R_m 时,则

$$E'(R_m) = \frac{\bar{K}_v(1-q)Q_x}{4\pi R_m^2} \quad (18.2-10)$$

$$q = \frac{\int_0^{R_m} E(K)\rho 4\pi R^2 dR}{Q_x} \quad (18.2-11)$$

$$Q_x = \int_0^\infty P(t)dt, \quad (18.2-12)$$

即 q 为裸核区沉积的总能量与X射线当量 Q_x 的比值,严格说来,这里的 \bar{K}_v 既是对普朗克函数的平均,也是对时间的平均,可以近似用普朗克平均吸收系数来代替。

剥光N及O原子的壳层电子的能量既与光子数及其能量有关,也同碰撞电离与光电离的截面比有关。

离化N、O所需光子的平均能量 \bar{h}_v ,可以 $K_v b_v$ 为权重函数,再考虑到N、O在空气中所

占比例后求得^[1]，结果为

$$\bar{k}\nu = 0.97(kT_x)^{1/4} (\text{keV})。$$

完全剥光N、O壳层电子约需6个光子，故完全剥光一克空气原子所需的能量为，

$$E' \approx 4 \times 10^{14} (kT_x)^{1/4} (\text{尔格/克})， \quad (18.2-13)$$

式中 kT_x 的单位为 keV。显然，它就是X射线在裸核区内沉积的能量。利用 (18.2-6) 式，得

$$\frac{\bar{k}\nu(1-q)Q_x}{4\pi R_m^2} = 4 \times 10^{14} (kT_x)^{1/4}， \quad (18.2-14)$$

由上式和 (18.2-11) 式可求得不同 Q_x ，不同弹体温度下的 R_m 和 q 值，见下表：

表18.2-1 最大裸核区半径(公里)和 q

Q_x (MT)	kT_x (keV)	爆炸高度 (公里)				
		80	100	200	300	
0.8	1.55	R_m	<0.36	0.36	0.36	0.36
		q	0.06	0.1×10^{-2}	0.96×10^{-6}	0.13×10^{-6}
1.6	1.65	R_m	<0.47	0.47	0.47	0.47
		q		0.12×10^{-2}	0.1×10^{-6}	0.14×10^{-6}
4	1.7	R_m	<0.72	0.72	0.72	0.72
		q	0.1	0.18×10^{-2}	0.15×10^{-5}	0.2×10^{-6}

二、现在来讨论X射线在裸核区外的能量沉积。考虑到大气对X射线的吸收，则辐射强度为

$$I_\nu(R, t) = \frac{b_\nu P(t)}{4\pi R^2} e^{-\int_{R_m}^R \rho K_\nu dR'}， \quad (18.2-15)$$

式中指数上积分下限是裸核区的最大半径，理由是显然的。因此，能量沉积为

$$E'(R) = \frac{(1-q)}{4\pi R^2} \int \int K_\nu b_\nu P(t) e^{-\int_{R_m}^R \rho K_\nu dR'} d\nu \cdot dt。 \quad (18.2-16)$$

一般说来， b_ν 是随时间变化的。但是，在高空核爆炸的条件下，能量释放率是个很窄的脉冲（参见第一章中S装置的 $Q(t)$ ），持续时间约 10^{-7} 秒量级，因此，不妨近似认为 b_ν 与时间无关。因为我们所关心的距离远大于裸核半径，考虑到 $q \ll 1$ ，再将 K_ν 的表达式代入后，(18.2-16) 式化为

$$E'(R, \theta) = \frac{15Q_x K_1}{4\pi^3 R^2} \int_0^\infty (e^u - 1)^{-1} e^{-\frac{K_1}{2u}} \int_0^R \rho(R', \theta) dR' du， \quad (18.2-17)$$

$$u = k\nu/kT_x， \quad K_1 = K_0/(kT_x)。$$

计算能量沉积空间分布的一个重要问题在于求得质量距离 X_m 。

$$X_m = \int_0^R \rho(R', \theta) dR' = \rho_0 \int_0^R e^{-R' \cos \theta / H} dR'， \quad (18.2-18)$$

式中利用了

$$\rho = \rho_0 e^{-X/H_0}, \quad X = R \cos \theta, \quad (18.2-19)$$

显然，这里选定距地面高度 h 处为坐标原点， θ 为矢径 R 与垂直向上的 X 轴的夹角。在作分析讨论中，标高 H_0 取做常数（7公里），但是在计算中要考虑到 H_0 随高度的变化。

一般需要用数值方法求得积分（18.2-17）式。但是，如果忽略低频部分对积分的贡献，即取如下近似。

$$(e^x - 1)^{-1} \approx e^{-x}, \quad (18.2-20)$$

则积分项化为

$$\int \exp\left[-\frac{K_1}{u^3} X_m - u\right] du,$$

被积函数存在一个很陡的极大值，该处

$$u_m = (3X'_m)^{1/4}, \quad X'_m = K_1 X_m, \quad (18.2-21)$$

因此，积分可以用鞍点法求得：

$$\int \exp\left[-\frac{K_1}{u^3} X_m - u\right] du \approx \sqrt{\frac{\pi u_m}{2}} e^{-\frac{4}{3} u_m} \quad (18.2-22)$$

能量沉积为

$$\begin{aligned} E'(R, \theta) &= \frac{15}{4\pi^5} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{Q_X K_1 u_m^{1/2}}{R^2} e^{-\frac{4}{3} u_m} \\ &= 6.5 \times 10^7 \frac{K_0}{(kT_X)^3} \cdot Q_X \frac{X_m^{1/8}}{R^2} e^{-\frac{4}{3} (3X'_m)^{1/4}} \text{ (尔格/克)}, \end{aligned} \quad (18.2-23)$$

式中 (kT_X) 单位为 keV， R 单位为（公里）， Q_X 单位为千吨。

下面来分析 X 射线在大气中能量沉积空间分布的基本特点。我们关心的是爆心垂直向下的低层大气中能量沉积。当 $\cos \theta = 1$ ，百万吨当量，不同爆高爆炸， $(kT_X) = 1.55 \text{ keV}$ 的条件下的计算结果见图 18.2-1。当 $h > 100$ 公里，能量沉积出现两个极大值，出现的高度是爆点附近和 80 公里附近，后一高度随 (kT_X) 的增加下移，例如 $kT_X = 4 \text{ keV}$ 时，出现的高度约 67 公里。这是个极有特点，当沉积能量使空气温升在 10^3 K 以上，必将在该高度上形成燃烧火球。

当 $h \leq 80$ 公里，除了爆点附近能量沉积为最大外，其它高度上的能量沉积并不出现最大。

这就是我们把 80 公里高度作为高空核爆炸

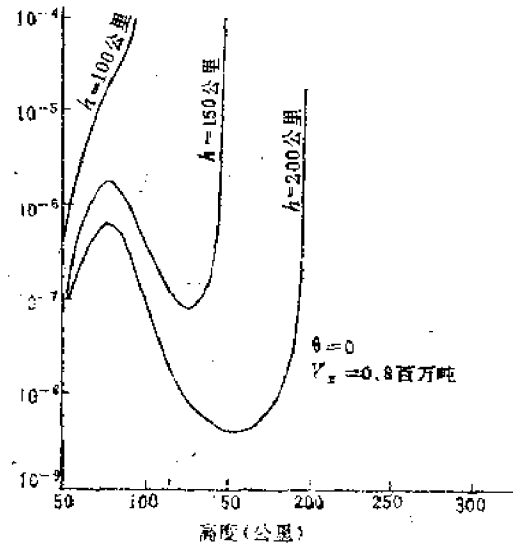


图18.2-1 X射线在低层大气能量沉积的空间分布（图中 Y_x 即 Q_x ）

分档界线的原因。

三、X射线辐照量就是在X射线波段的光冲量，它是高空爆炸的重要杀伤破坏因素。

不同距离上X射线照度随时间的变化和爆炸的能量释放率随时间的变化 $P(t)$ 基本相符。即照度是个单脉冲，上升前沿约 10^{-8} 秒量级，持续时间约 10^{-7} 秒量级。X射线光冲量时间谱的这个特点大大增强了X射线的破坏效应。

在爆炸总能量中X射线所占的比例，有关文献提供的数据并不相同，有的取 $0.8^{[4]}$ ， $0.7^{[5]}$ ，也有的取得更小。核爆炸所发出的X射线能量多少，与武器设计的细节和裂、聚变比有关。如果仅考虑裂变和聚变所带来的差异，非核能量在完全裂变或聚变武器中分别为 $0.85Q_f$ 和 $0.95Q_f$ ，这个比值可以说是X射线能量所占比例的上限。其次是碎片运动或者说冲击波所占能量份额，对于80公里以上的爆高，约在 $0.25-0.35$ 之间，因此 $0.7Q$ 可能是X射线能量的上限。当爆高在80公里以下时，好在X射线的传播距离不远，粗略地取 0.7 ，带来的影响也不大。总之，在下面讨论中，统一取 $Q_x = 0.7Q$ 。

由X射线辐射强度(18.2-15)式不难写出 $R > R_m$ 的光冲量公式：

$$F(R, \theta) = \frac{(1-q)}{4\pi R^2} \int \int b_i P(t) e^{-\frac{R_i}{v} x_m} dv dt \quad (18.2-24)$$

和得到(18.2-17)式的相同近似条件下，上式改写成

$$F(R, \theta) = \frac{15Q_x}{4\pi^{\frac{5}{2}} R^2} \int u^3 (e^u - 1)^{-1} e^{-\frac{R_i}{v} x_m} du \quad (18.2-25)$$

在爆点所在的水平面内， $\cos\theta = 0$ ，则光冲量随水平距离的分布为

$$F(R) = \frac{15Q_x}{4\pi^{\frac{5}{2}} R^2} \int u^3 (e^u - 1)^{-1} e^{-\frac{R_i}{v} \frac{h}{R} (R-R_m)} du \quad (18.2-26)$$

与低空爆炸的光冲量公式相比，X射线光冲量有赖于爆源的温度(kT_x)。对于 $kT_x = 1.55$ keV，光冲量的计算结果见表18.2-2。主要结果是：当爆高 $h = 100$ 公里， $R < 10$ 公里， $h =$

表18.2-2 X射线光冲量 $F(R, \theta)$ (尔格/厘米²)的空间分布

($Q_x = 0.8MT$, $kT_x = 1.55$ keV)。

爆高 $h = 100$ 公里， $h = 150$ 公里(括号内数据)

θ (度)	R (公里)				
	1	3	5	10	20
0	2.6×10^{11}	2.8×10^{10}	9.7×10^9	2.4×10^9	5.8×10^8
	(2.6×10^{11})	(2.9×10^{10})	(1.0×10^{10})	(2.6×10^9)	(6.5×10^8)
60	2.6×10^{11}	2.7×10^{10}	9.6×10^9	2.3×10^9	5.5×10^8
	(2.6×10^{11})	(2.9×10^{10})	(1.0×10^{10})	(2.6×10^9)	(6.5×10^8)
90	2.6×10^{11}	2.7×10^{10}	9.5×10^9	2.2×10^9	5.1×10^8
	(2.6×10^{11})	(2.9×10^{10})	(1.0×10^{10})	(2.6×10^9)	(6.5×10^8)
120	2.6×10^{11}	2.7×10^{10}	9.4×10^9	2.1×10^9	4.3×10^8
	(2.6×10^{11})	(2.9×10^{10})	(1.0×10^{10})	(2.6×10^9)	(6.5×10^8)
180	2.6×10^{11}	2.7×10^{10}	9.2×10^9	2.0×10^9	3.2×10^8
	(2.6×10^{11})	(2.9×10^{10})	(1.0×10^{10})	(2.6×10^9)	(6.4×10^8)

150公里, $R < 50$ 公里; $h = 200$ 公里, $R < 100$ 公里, 能量沉积对光冲量的影响比较小, 可以忽略, 光冲量随距离平方成反比, 即

$$F(R) = Q_x / 4\pi R^2 \quad (18-2-27)$$

当距离大于上列各值后, 能量沉积明显增加, $F(R)$ 随距离迅速衰减。可以讲, 在X射线光冲量杀伤破坏有意义的范围内, 近似采用 (18-2-27) 式不会带来显著误差。

因为空气对X射线的吸收系数与光子能量 $h\nu$ 的关系密切, 当X射线通过的空气层愈厚, 长波部分被吸收得愈多, 光谱分布中短波部分所占的比例就愈大。因此X射线辐照量的光谱随距离增加逐渐变硬。情况大体如图18-2-2所示。

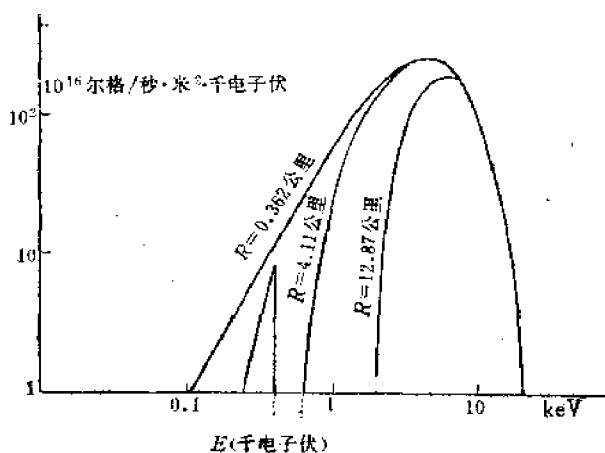


图18-2-2 不同距离X射线辐照量的光谱分布

§ 18.3 燃烧火球及其再辐射 地面光冲量

一、根据X射线的平均自由程

$$\lambda = 12 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right) (kT_x)^3 \text{ (厘米)}, \quad (18-3-1)$$

可以分析形成燃烧火球的高度。当 $\lambda > H_0$ 时, 即

$$\frac{\rho(Z)}{\rho_0} < 1.7 \times 10^{-5} (kT_x)^{-3}, \quad (18-3-2)$$

若 $kT_x = 1\text{keV}$, $\frac{\rho}{\rho_0} = 1.7 \times 10^{-5}$, 其高度约80公里。换句话说, 当爆炸高度大于80公里后,

在爆点周围不致于形成燃烧火球。但可能在低层大气形成。反之, 在80公里高度以下的爆炸在爆点周围一定会形成燃烧火球。

当爆炸高度在80公里以下, 例如说50公里, $\rho/\rho_0 = 8.4 \times 10^{-4}$, 当 $kT_x = 1\text{keV}$, $\lambda \approx 140$

米,大量能量将沉积在爆点周围形成燃烧火球。当燃烧火球的温度足够高时,它发出的光辐射将被周围的空气所吸收。因为氧是波长在(0.08—0.19)微米波段范围的光辐射主要吸收体,对于密度比为 ρ/ρ_0 ,温度为 T 的吸收系数为

$$\mu_a = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \left(\frac{288}{T}\right) \mu_{0,0}, \quad (18.3-3)$$

式中 $\mu_{0,0}$ 为标准状态下 O_2 的平均吸收系数^[10]。所以,形成燃烧火球的过程是,先由X射线加热空气,它发射的短波光辐射通过 O_2 的吸收再使更大范围的空气升温,形成燃烧火球。

二、高空条件下,由于X射线脉冲时间极短,因此,在研究能量沉积所形成的燃烧火球过程中可以不计火球本身的再辐射。这样,空气比内能的增加就等于能量沉积,即

$$e(T, \rho) - e(T_0, \rho) = E'(R, \theta). \quad (18.3-4)$$

忽略 $e(T_0, \rho)$,并将(18.2-17)式代入,得

$$e(T, \rho) = \frac{15 Q_x K_1}{4\pi^5 R^2} \int_0^\infty (e^u - 1)^{-1} e^{-\kappa_1 X_m / e^u} du, \quad (18.3-5)$$

式中

$$X_m = \frac{\rho_a H_0}{\cos\theta} (1 - e^{-Z \cos\theta / H_0}),$$

因为这里关心的仅是爆心下方,将 θ 换为 $\pi + \theta'$,则

$$X_m = \frac{\rho_a H_0}{\cos\theta'} (e^{Z \cos\theta' / H_0} - 1), \quad (18.3-6)$$

$$Z = h - R \cos\theta', \quad (18.3-7)$$

在空气状态方程已知的条件下,可以算得温度的空间分布 $T(R, \theta')$ 。

将状态方程的拟合公式写成一般形式

$$\varepsilon = \varepsilon_0 T^n (\rho/\rho_0)^m, \quad (18.3-8)$$

对于不同温度范围和 ρ/ρ_0 , ε_0 , n , m 取不同的值。当 $10^3 K < T < 2 \times 10^4 K$, $\rho/\rho_0 < 10^{-6}$, 近似拟合为

$$\varepsilon = 0.7 \times 10^{12} \left(\frac{T}{10^4}\right)^{1.7} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{-0.05} \quad (\text{尔格/克}), \quad (18.3-9)$$

代入(18.3-5)式,得

$$\left(\frac{T}{10^4}\right)^{1.7} = \frac{15}{2.8\pi^5 \times 10^{12}} \frac{K_1}{R^2} Q_x \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{0.05} B(R, \theta'), \quad (18.3-10)$$

式中 $B(R, \theta')$ 为(18.3-5)式的积分项:

$$B(R, \theta') = \int_0^\infty (e^u - 1)^{-1} e^{-\kappa_1 X_m / e^u} du$$

显然,在高度为80公里处的升温为

$$T^{1.7} = 8.83 \times 10^{11} \frac{Q_x B(R)}{(h-80)^2 (kT_x)^3}. \quad (18.3-11)$$

应该指出，低层大气能否形成燃烧火球决定于当量，爆高和 kT_x 。如果选择 $T = 10^5\text{K}$ 为形成火球的最低温度，那么在80公里处形成燃烧火球的条件可由(18·3-10)式给出。仅考虑垂直下方，则

$$Q_x = 5.81 \times 10^{-7} \frac{(h-80)^2 (kT_x)^3}{B(R, kT_x)} \quad (18\cdot3-12)$$

在给定 kT_x 条件下，形成燃烧火球时 Q_x (单位为百万吨)与 h 的极限值的计算结果见表18·3-1。

表18·3-1 形成不同温度燃烧火球 Q_x 、 h 的极限值，(Q_x 单位为百万吨)

T (10 ⁵ K)	爆高 (公里)			
	100	150	200	300
1	0.45	6.2	18.5	59
5	11	140	420	1500

燃烧火球的几何形状原则上可以由(18·3-10)式算出的等温面来标志，但比较复杂。为了看出其粗略的形状，考察与垂直下方 $h' = -Z_0$ 的温度处于等温面上的任意点 R 应满足的几何关系，由(18·3-10)式，得

$$\frac{R^2}{(h-Z_0)^2} = \frac{B(R, \theta')}{B(Z_0)} \quad (18\cdot3-13)$$

利用由鞍点法算得的结果(18·2-23)式，再进一步作近似可得

$$\frac{D^2 + (h-Z)^2}{(h-Z_0)^2} \approx 1/\cos^2 \theta' \quad (18\cdot3-14)$$

式中 D 为距爆心的水平距离。注意到 $\cos \theta'$ 由(18·3-7)式给定，因而也与 D 、 Z 有关。粗略地看，在 $D < 10$ 公里范围内，等温线是平行于地面的直线；当 D 大于上述范围后，等温线略为上翘，类似于大口碗的垂直剖面。实际计算的结果见表18·3-2，因此，整个火球近为偏平圆锥体，平均直径近似为 $(h-80)$ 公里，高度近似为 $(10-15)$ 公里。

表18·3-2 等温线分布($h=150$ 公里, $kT_x=1\text{keV}$)

T/T ₀ =1	D (公里)	0	20	40	60	70
	Z (公里)	80	81	83	86	88
T/T ₀ =2	D (公里)	0	20	30	40	50
	Z (公里)	90	91	92	93	95

$h < 80$ 公里的核爆炸火球需要用辐射流体力学的方法进行研究，而辐射部分要采用非平衡辐射迁移理论。这里不可能详细讨论，只能介绍某些结果和近似估算燃烧火球温度的方法。

高空核爆炸火球的发展速度要比低空快得多，表18·3-3列出当量为百万吨级当量，爆高分别为77公里和43公里的火球半径与时间的关系

表18·3-3 火球半径随时间的变化

h (公里)	t (毫秒)			
	10 ⁻²	10 ⁻¹	10 ⁰	10
43	R (公里)			
	~0.35	~0.5	~0.8	~1.1
77	~2	~3.5	~5	~6.5

对应的辐射功率 P (kT/秒)随时间的变化如图18·3-1所示。由图可见，高空核爆炸的光辐射为单一脉冲，其持续时间不超过1秒。

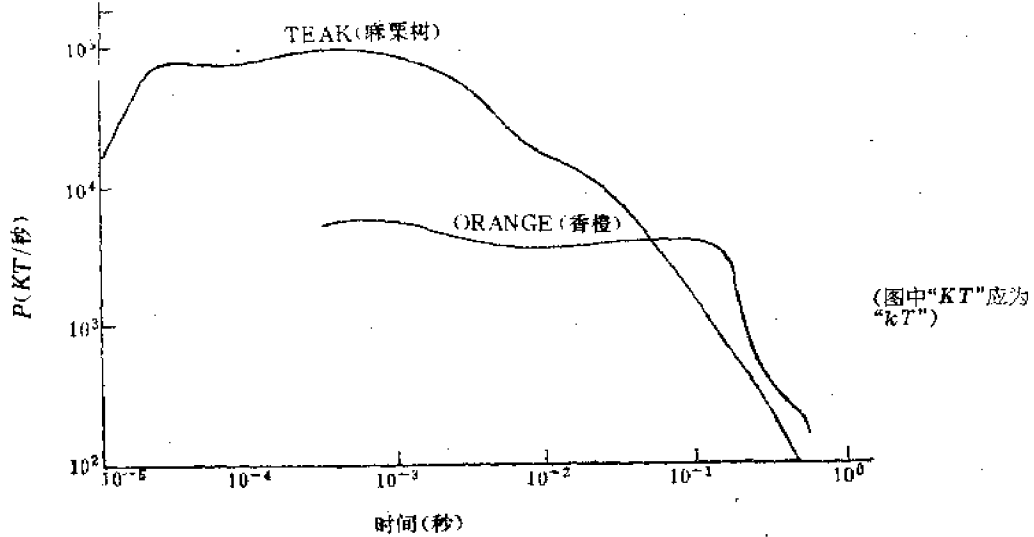


图18·3-1 P随时间的变化

火球的温度可以近似估算如下，在一个自由程为半径的球内所吸收的能量为 $(1 - e^{-1})Q_x$ ，故有

$$\frac{4\pi}{3} \lambda^3 \rho e = (1 - e^{-1}) Q_x$$

将(18·3-1)和(18·3-9)式代入后，得

$$\left(\frac{T}{10^4}\right)^{1.7} = 4.3 \times 10^6 Q_x \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2.05} \quad (18·3-15)$$

对于 $h = 50$ 公里，

$$T \approx 0.95 \times 10^3 Q_x^{1/1.7}$$

当 $Q_x = 1$ 百万吨，可以在1400米为半径的球内形成温度为 5.6×10^4 K的火球，火球进一步发展主要依赖于氧对辐射的吸收，可用(18·3-3)式来估算继后的火球温度。

三、稀薄大气中形成的燃烧火球将不断向外发出光辐射。由于稀薄大气是光性薄的介质，因此问题归结为讨论辐射在光性薄介质中的迁移过程。

对于光性薄的介质，可以采用发射近似(见§7.7)来讨论，对于平面层[见(7·6-24)式]，辐射能流为：

$$S = 2\tau_s \sigma T^4, \quad (18.3-16)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S} = 2\lambda^{-1} \sigma T^4 \quad (18-3-17)$$

对于球体, 情况稍复杂些, 由定常辐射迁移方程, 考虑到发射近似

$$S = \lambda^{-1} R \sigma T^4 \quad (18-3-18)$$

仿照 § 8.6 的近似, 则,

$$\vec{\nabla} S = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} R^2 S = 3\lambda^{-1} \sigma T^4 \quad (18-3-19)$$

忽略辐射能密度和光辐射在大气中的能量沉积, 则能量方程为

$$\frac{d}{dt}(\rho e) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{S} = -f \frac{\sigma T^4}{\lambda_p} \quad (18-3-20)$$

对于球体和平面层, f 分别取 3 和 2。

由状态方程和平均自由程与温度的关系可以求得火球温度随时间的变化。可惜的是 λ_p 与 T 的关系很复杂, 给不出好的拟合公式, 粗略地说,

$$\lambda_p = \lambda_0 T^{-n} (\rho_0/\rho)^m \quad (18-3-21)$$

那么, (18-3-20) 式写成

$$\frac{dT}{dt} = -aT^b, \quad b = n + 3.3,$$

解为

$$T = \frac{T_0}{[1 + (n + 2.3)aT_0^{n+2.3}t]^{1/(n+2.3)}}, \quad (18-3-22)$$

$$a = 5.25 \times 10^{-8} \lambda_0^{-1} \sigma f \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{-m+0.05} \rho, \quad (18-3-23)$$

式中 T_0 为火球初始时刻的温度。

与低空爆炸火球的冷却过程比较, 燃烧火球的冷却过程是比较缓慢的, 例如, 80 公里高度上的饼状火球消失的时间在 100 秒以上, 高度较低的球状火球消失的时间要短些。细节不再论列。

四、高空核爆炸时, 光辐射对地面的杀伤破坏作用有两个方面: 闪光造成直视火球的人眼烧伤; 地面接受到的光冲量。这里不讨论前一个问题, 只讨论爆心投影点处的地面光冲量。

关于大气对光辐射的吸收, 在第九章已有了简单的介绍。对于高层大气, 分布在 (10—50) 公里高度范围内, 中心约在 23 公里的臭氧层, 吸收波长 (0.22—0.32) 微米的紫外波段, 并且在可见光波段内也有吸收, 见表 9.6-2。但是, 总的来说, 大气对 (0.3—1.2) 微米波段的辐射是比较透明的, 即存在能透过这个波段的窗口, 该大气窗口的透过率为

$$f_0(T) = \frac{\int_{0.3}^{1.2} (h\nu)^3 d\nu / (e^{h\nu/kT} - 1)}{\int_0^\infty (h\nu)^3 d\nu / (e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (18-3-24)$$

比第八章中 (8-3-8) 式的透过率要小, $f_0(T)$ 随 T 变化见表 (18-3-3)。

表18-3-3 $f_0(T)$

T (K)	2×10^3	3×10^3	4×10^3	5×10^3	6×10^3	7×10^3	9×10^3	10^4
f_0	0.44	0.71	0.84	0.88	0.89	0.86	0.75	0.69

当 $T > 10^4 \text{K}$, $f_0(T)$ 可以拟合为

$$f_0(T) = 5.4 \times 10^6 / T^{1.7} \quad (18.3-25)$$

由 $f_0(T)$ 可见, 能达到地面的光冲量是由 $T < 2 \times 10^4 \text{K}$ 的燃烧火球所发射的。

对于燃烧火球, 考虑到 $f_0(T)$, 能透射过大气的再辐射能 e_R 为

$$e_R = \int f_0(T) c_\lambda dT \quad (18.3-26)$$

由状态方程 (18.3-22) 和 (18.3-25) 式, 得

$$e_R(t) = e_R(T_0) \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-1.7 / (n+2.8)} \quad (18.3-27)$$

式中 T_0 为 t_0 时刻的火球温度。取其对时间平均, 则

$$\bar{e}_R \approx e_R(T_0) / \left(\frac{n+0.6}{n+2.3} \right) \left(\frac{t}{t_0} \right) \quad (18.3-28)$$

选 $T_0 = 10^4 \text{K}$, 在 $10^4 \text{K} - 3 \times 10^3 \text{K}$ 之间, $f_0 \approx 0.85$, 则

$$\alpha = \bar{e}_R / e(T_0) = 0.85 / \left(\frac{n+0.6}{n+2.3} \right) \left(\frac{t}{t_0} \right) \quad (18.3-29)$$

可见, 内能中再辐射能所占的份额与时间有关, 也与 n 有关, 也就是说与爆炸高度有关。当 T 从 10^4K 冷却到 $3 \times 10^3 \text{K}$, 将 t/t_0 代入后, $\alpha \approx 0.5$ 。

对于球状火球, 地面投影点的光冲量为

$$F = \frac{\alpha \cdot 10^2}{4\pi h^2} \cdot Q_x J \approx \frac{4Q_x}{h^2} J (\text{卡/厘米})^2, \quad h < 80 \text{公里} \quad (18.3-30)$$

式中 J 为大气透过率, α 取 0.5, Q_x 的单位为 kT , h 的单位为公里。

对于饼状火球, 情况要复杂些。再辐射能 e_R 和火球温度的关系极密切。当火球温度低于 $3 \times 10^3 \text{K}$, 地面上接受不到有意义的光冲量。令 α 为某个温度下再辐射所占的份额, 再考虑到仅有约 1/4 的 Q_x 用以形成燃烧火球, 则热当量为

$$Q_c \approx 0.25\alpha Q_x \quad (18.3-31)$$

当火球温度 $T_0 = 10^4 \text{K}$, $t/t_0 \approx 10$, $\alpha \approx 0.1$, 则

$$Q_c = 0.025 Q_x$$

由于扁圆锥火球的几何形状比较复杂, 它与地面的平均距离也比较难求。但是距地面投影点的平均距离为

$$R^2 = 80^2 + \frac{(h-80)^2}{4} \quad (18.3-32)$$

式中 $(h-80)/2$ 为锥体的平均半径。因此

$$F = \frac{2.5Q_x J}{80^2 + \left(\frac{h-80}{2}\right)^2} \text{ (卡/厘米}^2\text{)}, \quad h > 80, \quad (18-3-33)$$

式中 Q_x 单位为 kT 。虽然上列光冲量公式中都有 J 这一项，但是从第十章的讨论可以看出， $J \approx 1$ 。

五、足够高的高度（例如说 10^5 公里）上，小当量（例如说 1 千吨）爆炸，X 射线在低层大气的能量沉积不足于形成燃烧火球，则空气分子受激发射的荧光就是很重要的观察对象。

γ 辐射或 X 射线，即光子在空气迁移过程中散射出康普顿电子，该电子在运动过程中使空气分子（原子）激发，同时放出次级电子。当这些被激发的分子、离子、原子回到基态时发出荧光，特别是 N_2 ， N_2^+ 发出波长为 0.3914 微米的光为最强。由于 N_2^+ 与电子的复合过程



进行得比较快， N_2^+ 发出的荧光很快会消失。因此，受激 N_2 是荧光的主要发射源。一般受激分子的寿期约 10^{-8} 秒，而 X 射线发射时间和电子被阻的时间不会比这个时间更长，因此核爆炸产生的荧光的持续时间也是 10^{-8} 秒量级。实测结果^[7]表明，产生 $\lambda = 0.3914$ 微米荧光的效率——发射能量与沉积能量之比约为 10^{-2} 。

在低空爆的情况下，X 射线在爆心附近产生的荧光被火球的强光辐射所淹没，因而无法观察到。但是，自由程长的 γ 辐射会在火球外产生荧光，这是许多核试验的照片记录中可以观察到的现象。高空条件下，在 X 射线能量沉积最大的高度上的荧光亮度是足可以观察到的。假定荧光发射是各向同性的，其亮度与 X 射线光冲量的关系为

$$B_s = \frac{0.1\eta F}{4\pi} \text{ 瓦/(厘米}^2 \cdot \text{立体角)}, \quad (18-3-34)$$

式中 η 为产生荧光的效率， F 的单位为尔格/厘米²。一般判断，1 千吨当量在 10^5 公里高度上爆炸，X 射线激发的荧光仍然是有意义的探测对象。

§ 18.4 冲击波的形成和传播

一、高空条件下，由于分子平均自由程足够长（参见表 18.1-2），因此，首先要讨论核爆炸能够形成冲击波的条件，即爆炸能量和高度的限制。在冲击波得以形成的条件下，就可以用连续介质力学所提供的结果来描述冲击波的传播过程。

国外除了进行高空核爆炸外，还进行过不少高空化学炸药爆炸，测得了走时关系^[8]。这些结果为理论分析提供了极好的检验。

在低空爆炸的条件下，理论计算表明，冲击波是在弹体边缘上立即形成，形成后在辐射波后传播，随后赶上辐射波成为统一的火球阵面，再后才脱离火球向外传播。在高空，由于空气分子平均自由程 λ_m 等于甚至大于弹体尺寸，产物必须飞散一段距离并卷入足够多的空气后，才能形成阵面上具有一定压缩比的冲击波。爆高愈高，形成冲击波的距离愈远。当冲击波形成时，X 射线辐射早已结束，不可能产生象低空核爆炸的那样过程。

我们仿照 Grover^[9]的方法来讨论形成冲击波的条件。

令冲击波阵面的厚度为 δ ，假定阵面内的空气密度由 ρ_0 线性增加到 ρ_1 ，冲击波形成时的

半径为 R_0 ，其体积和面积分别为 V_0 、 S_0 ，弹体的半径为 R_E ，体积为 V_E 。当冲击波形成时，波内所包围的空气质量 $\frac{1}{2}(\rho_s + \rho_{00})S_0\delta$ 应等于膨胀产物所卷入的空气质量 $(V_0 - V_E)\rho_{00}$ 加上冲击波阵面厚度 δ 内所含有空气质量 $\rho_{00}S_0\delta$ ，即

$$(V_0 - V_E)\rho_{00} = \frac{1}{2}(\rho_s + \rho_{00})S_0\delta \quad (18.4-1)$$

一般有 $\delta = m\lambda_m$ ，且

$$m \approx 4.2/(M_s - 1), \quad (18.4-2)$$

将弹体看成球体，空气冲击波形成的半径可由 (18.4-1) 式估计，即

$$R_0^3 = R_E^3 + n\lambda_m R_E^2, \quad (18.4-3)$$

式中

$$n = \frac{3}{2} \left(\frac{\rho_s}{\rho_{00}} - 1 \right) m. \quad (18.4-4)$$

显然，在低空， $\lambda_m \ll R_E$ ，则

$$R_0 \approx R_E + \frac{1}{3} n \lambda_m \approx R_E. \quad (18.4-5)$$

在高空，因为 $n\lambda_m \gg R_E$ ，故有

$$R_0 \approx n\lambda_m, \quad (18.4-6)$$

对于 $p_s/p_{00} = 1000$ 的强冲击波， γ 取 1.25， $n \approx 18$ ，如爆高为 100 公里， $\lambda_m = 0.16$ 米， $R_0 \approx 2.9$ 米；如爆高为 170 公里， $\lambda_m = 98$ 米， $R_0 \approx 1.8$ 公里。

在 R_0 处能否形成冲击波还与爆炸能量有关。可以通过爆炸产物的平均压强大于或等于压缩形成的冲击波压强这个条件来估计。令该条件成立时产物的半径为 R'_0 ，体积为 V'_0 ，产物对周围空气所做的功为

$$E_0 - E_1 = p_s(V'_0 - V_E), \quad (18.4-7)$$

式中 E_0 为爆炸能量， E_1 为产物膨胀到 V'_0 时的能量。Brode^[4] 的球爆炸数值计算表明，当无量纲距离等于 $R_0(p_{00}/E_0)^{1/3}$ 时，产物的内能和动能大致相等，因此这里 E_1 可取作一倍的内能，即

$$E_1 = 2 \frac{p_s V'_0}{(\gamma - 1)}. \quad (18.4-8)$$

当 $V_0 \gg V_E$ ，则 (18.4-7) 式化为

$$R'_0 = R^*_{00} p_0^{-1/3}, \quad (18.4-9)$$

$$R^*_{00} = \left[\frac{3(p_0/p_s)(\gamma - 1)E_0}{4\pi(\gamma + 1)} \right]^{1/3}, \quad (18.4-10)$$

$R'_0 = R_0$ 为空气冲击波形成的极限条件。考虑到 (18.4-6) 式，得

$$R^*_{00}/n = \lambda_m p_0^{1/3}, \quad (18.4-11)$$

等式的右侧仅决定于高度，左侧仅决定爆炸能量 E_0 和冲击波强度。对于已知能量的爆炸，形成某个强度冲击波在爆炸高度上必须有一定的限制，例如形成强度为 $p_s/p_0 = 10^3$ 的冲击波的

限制爆高 h_1 见表18·4-1。极限情形是 $p_1/p_0 \rightarrow 1$ ，过渡到分子流动。当 $p_1/p_0 \rightarrow 1$ 时，

表18·4-1 不同当量的 h_1 ($\frac{p_1}{p_0} = 10^3$)

Q (kT)	1	10	10 ²	10 ³	10 ⁴
h_1 (公里)	240	300	380	460	540

$$\frac{p_1}{p_0} - 1 \approx 4 (M_1 - 1) / (\gamma + 1) \quad (18\cdot4-12)$$

考虑到(18·4-2)式，则由(18·4-4)

$$n = 24 / (\gamma + 1) \quad (18\cdot4-13)$$

当波弱时取 $\gamma = 1.4$ ， $n = 10$ 。不能生成冲击波的高度 h_2 由下式给出

$$\lambda_n p_0^{1/3} = \frac{1}{10} R_0^2 \quad (18\cdot4-14)$$

将上式代入(18·4-10)式，经过迭代计算不难算得不同爆炸能量可以形成强度为 p_1/p_0 的冲击波的限制高度 h_2 。因为核爆炸释放的能量比较大，在有意义的爆炸高度内都会形成强度较弱的冲击波。但是对于化爆，却存在这个限制，即当 $p_1/p_0 \rightarrow 1$ 时，便无冲击波形成，产物作自由分子流动。

选定 $p_1/p_0 = 400$ 作为强冲击波条件， $\frac{p_1}{p_0} \rightarrow 1$ 作为无冲击波形成的条件，计算的 h_1 和 h_2 见表18·4-2。

表18·4-2 化爆 h_1 和 h_2 值(公里)

E_0 (公斤TNT)	2.39	23.9	239	2390
h_1	110	116	125	138
h_2	145	169	217	279

二、由于高空大气稀薄，不仅冲击波阵面厚度明显增加，与低空相比，在距爆心相同距离上，高空冲击波的超压减小，而波速、粒子速度和阵面温度却要高得多。例如百万吨当量在100公里高度上爆炸，在爆炸点所在的水平面上50公里处 $p_1/p_0 = 5.4$ ， $D = 1.92$ 公里/秒，粒子速度达1.57公里/秒，波阵面温度近2000K。可见冲击波传播速度要比低空快得多，传播的范围大，随距离衰减也慢。当波阵面温度 $T_1 > 2 \times 10^3$ K时，将使氧分子激发而发射红光，发红光的冲击波在相当大的范围内都可以观察到。

对于美国进行的代号为“麻栗树”的试验，W·R·Steiger等人^[10]报道了在距爆心投影点1250公里的夏威夷岛上观察的结果。冲击波阵面发出红光的波长为0.63微米，不同时刻的几何尺寸见表18·4-3。

表18-4-3^[10] 发红光冲击波阵面随时间的变化

爆后时间 (秒)	顶高 (公里)	底高 (公里)	半宽度 (公里)
30	332	110	146
54	483	116	271
96	584	160	342
120	700	166	412
160	800	184	540

从冲击波的杀伤破坏效应来看, 尽管 p_1/p_0 和粒子速度很大, 但超压 $(p_1 - p_0)$ 和动压 q 都比较小, 因此, 通常在考虑高空核爆炸的杀伤破坏作用时并不予重视。

虽然前面讨论了连续介质概念可用于研究高空冲击波的传播问题, 但考虑到冲击波形成需要一定的距离, 因此点爆炸理论已不能满足条件, 需用球爆炸理论^[11]来描述。好在距爆心一定距离后, 点爆和球爆的计算结果一致, 例如百公里高度百万吨当量爆炸, 这个距离约一公里, 因此仍然可以援用第三章的结果来讨论冲击波的传播。

问题是高空冲击波传播范围比低空时大得多, 且不同 θ 角大气参数分布各异, 因此需要仔细考虑大气非均匀性的修正。

令测点处的大气压, 温度分别为 $p_0(z)$, $T_0(z)$, 相似律写成: 当

$$R = R_0 \left(\frac{\eta Q'}{Q} \right)^{1/3} \left(\frac{p_0(h)}{p_0(z)} \right)^{1/3}, \quad (18-4-15)$$

则

$$\Delta p_1 = \Delta p_{10} \left(\frac{p_0(h)}{p_0(z)} \right), \quad (18-4-16)$$

$$\theta = \theta_0 \left(\frac{\eta Q'}{Q} \right)^{1/3} \left(\frac{p_0(h)}{p_0(z)} \right)^{1/3} \left(\frac{T_0(h)}{T_0(z)} \right)^{1/2}, \quad (18-4-17)$$

$$\tau_+ = \tau_{+0} \left(\frac{\eta Q'}{Q} \right)^{1/3} \left(\frac{p_0(h)}{p_0(z)} \right)^{1/3} \left(\frac{T_0(h)}{T_0(z)} \right)^{1/2}. \quad (18-4-18)$$

式中 $p_0(h)$, $T_0(h)$ 为爆点高度的大气压和温度, R , R_0 为距不同当量 Q 和 Q' 爆炸所在位置的距, η 为 h 高度上爆炸的有效能量份额, 这里取 0.35。

高空化爆试验所测的走时关系与理论计算结果比较表明, 上述方法能较好地描述高空爆炸过程。美国公布过高空核试验地面测得的力学参数, 例如代号为“麻栗树”的试验中, 冲击波到达地面投影点时间为 3 分^[12], 由上述理论计算值为 189 秒, 又如代号为“香橙”的试验中, 地面投影点测得的超压为 0.0071 公斤/厘米²^[13], 理论计算值为 0.0074 公斤/厘米²。可见, 理论计算结果与实测值是符合得比较好的。

为了有个量的概念, 表 18-4-4 给出了当量百万吨在百公里高度爆炸几个主要方向上不同距离的参数。

由表所列数据可见, 各个方向上波随距离的衰减特点是不同的: 向爆心上方, p_1/p_0 衰减较慢, 向爆心下方, 衰减最快。如果考虑超压 $\Delta p_1 = p_1 - p_0(z)$ 随距离的变化, 可以发现当高度低于 50 公里后, Δp_1 反而随距离增加而增加。这乃是大气压 $p_0(z)$ 所带来的影响。

表18-4-4 $Q=1$ 百万吨, $h=100$ 公里爆炸冲击波参数

θ (度)	R (公里)	6	8	10	20	30	40	50	100
	Δp (公斤/厘米 ²)	6.00×10^{-3}	2.53×10^{-3}	1.3×10^{-3}	1.63×10^{-4}	4.87×10^{-5}	2.06×10^{-5}	1.06×10^{-5}	1.34×10^{-6}
	D (公里/秒)	73.38	58.15	50.58	35.76	30.80	28.08	26.30	19.76
0°	u (公里/秒)	61.15	48.46	42.20	29.80	25.66	23.39	21.90	16.44
	T ₁ (K)	2.61×10^6	1.64×10^6	1.24×10^6	6.19×10^5	4.6×10^5	3.82×10^5	3.35×10^5	1.9×10^5
	θ (秒)	0.0314	0.0528	0.0760	0.216	0.377	0.551	0.758	2.02
	Δp	6.23×10^{-3}	2.55×10^{-3}	1.31×10^{-3}	1.68×10^{-4}	5.07×10^{-5}	2.2×10^{-5}	1.15×10^{-5}	
	D	44.23	28.29	20.27	7.27	4.01	2.64	1.92	
90°	u	36.85	23.58	16.89	6.05	3.23	2.18	1.57	
	T ₁	9.47×10^5	3.88×10^5	1.99×10^5	2.59×10^4	7.94×10^3	3.59×10^3	1.97×10^3	
	θ	0.0532	0.109	0.190	1.078	2.97	6.10	10.65	56.24
	Δp	6.05×10^{-3}	2.58×10^{-3}	1.34×10^{-3}	1.87×10^{-4}	9.09×10^{-5}	9.56×10^{-5}	1.36×10^{-4}	3.75×10^{-3}
	D	24.14	12.71	7.44	1.051	0.4369	0.3658	0.368	0.341
180°	u	20.11	10.59	6.194	0.823	0.204	0.0728	0.034	0.00088
	T ₁	2.82×10^5	7.84×10^4	2.7×10^4	6.9×10^2	2.78×10^1	2.78×10^1	2.94×10^2	2.885×10^2
	θ	0.096	0.244	0.528	7.90	35.56	72.39	105.0	228.9

§ 18.5 碎片云运动

一、高空核爆炸中，爆炸产物即碎片云和 β 电子的运动是引起许多地球物理现象的主要因素。这方面有许多报道，例如文献[14]。这里主要讨论碎片云的半径和高度随时间的变化过程。

高空的碎片云是以滚雪球的方式将空气卷入并以极快的速度向外膨胀。早期由于X射线能量在大气的沉积造成温度随高度的分布，后期是大气的温度分布，形成很大的压力梯度，推动碎片云以很快的速度上升。这两个方向运动的结果使得碎片云变成顶部大于底部的倒梨形，如图18-5-1所示。

为了有个量的概念，表18-5-1给出美国“麻栗”树试验的观察结果。云的上升时间近6分钟，最大可升高到400公里，最大水平半径近二百公里。

表18-5-1 不同时刻碎片云的尺寸(公里)

爆后时间 (秒)	最大水平半径 (公里)	云中心距地面高度 (公里)
30	23 (26)	/
54	50 (42)	181 (181)
96	75 (70)	245 (244)
120	93 (86)	277 (280)
160	99 (108)	333 (340)
187	105 (122)	360 (381)
225	138 (140)	401 (438)
310	166 (170)	414
380	180 (186)	~400

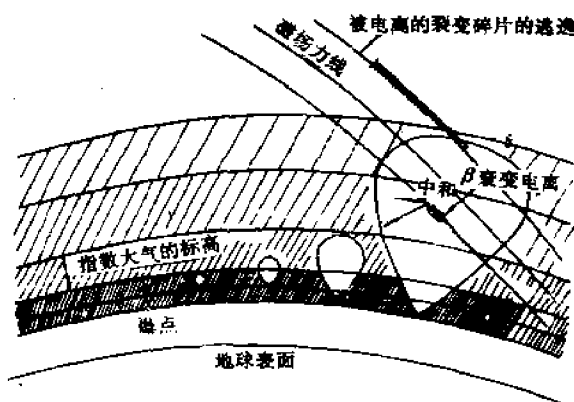


图18-5-1 碎片云运动示意图

滚雪球模型只是描述了作为整体的碎片云的运动。由于云中大量碎片是离化的，考虑到地磁场对带电粒子的捕获，因而，后期需要考虑带电碎片在地磁场中的运动过程。这里不拟对这个问题作深入讨论，只是在下一章中，为了讨论带电粒子在共轭区的沉积时作简要的描述。

二、这里先讨论均匀大气情况下的雪球模型，而后再考虑雪球中心升高带来的影响。

在大气分子平均自由程大于云的尺寸和球内自由程的条件下，碎片云在膨胀过程中与大气分子相碰，会将部分大气分子卷入并成为云的一部分，这个模型与滚雪球相似，故称滚雪球模型。这是个变质量力学问题，运动方程写成：

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = -\nabla p - v_i S, \quad (18-5-1)$$

式中 S 为质量源，如果云为球体， S 对球体积分即为单位时间进入的质量，写成表达式：

$$S = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \rho_s \xi \frac{\rho(r)}{M}, \quad (18-5-2)$$

式中 R 为球体半径， ρ_s 为爆心的大气密度， M 为球体内的总质量， $\rho(r)$ 为球体内的密度分布， r 为球心至球内某点的矢径， ξ 是大气分子被卷入的概率。忽略云在膨胀过程中所受的

阻力，那么云体的形状不变，假定速度随 v 半径 r 为最简单的线性分布，即

$$v = (r/R)dR/dt \quad (18.5-3)$$

将 (18.5-1) 式两侧乘 x_i 并对体积积分，则

$$\int x_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} \rho dV = - \int x_i \frac{\partial p}{\partial x_i} dV - \int x_i V_i S dV \quad (18.5-4)$$

显然 $dm = \rho dV$ ，式中

$$\int x_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} \rho dV = \frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} \int r^2 \rho dV - \int V^2 \rho dV \quad (18.5-5)$$

而右侧被微项是球内质量的分布，一般

$$\int r^2 \rho dV = \alpha M R^2 \quad (18.5-6)$$

α 为决定于分布的参数，如果质量在球内均匀分布， $\alpha = 3/5$ ，如果质量主要在球边壳内， $\alpha = 1$ 。(18.5-5) 式右侧第二项为 2 倍动能 E_x ，即

$$2E_x = \int V^2 \rho dV = \alpha M \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (18.5-7)$$

考虑到内能 E_i ，则

$$\int x_i \frac{\partial p}{\partial x_i} dV = - \int 3p dV = -3(\gamma-1)E_i \quad (18.5-8)$$

利用 (18.5-3) 式，则 (18.5-4) 式右侧的源项可以化为

$$\begin{aligned} - \int x_i V_i S dV &= - \int (\vec{r} \cdot \vec{v}) 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \rho_s \xi \frac{\rho(r)}{M} dV \\ &= - \frac{4\pi R (dR/dt)^2 \rho_s \xi}{M} \int r^2 \rho dV \\ &= -4\pi \alpha \rho_s \xi R^3 (dR/dt)^2 \end{aligned} \quad (18.5-9)$$

考虑到核爆炸中只有 ηQ 的能量留在碎片云中，则

$$E_x + E_i = \eta Q \quad (18.5-10)$$

引进

$$f = M/M_0 \quad (18.5-11)$$

M_0 为弹体质量。为了求得 (18.5-1) 式的显式，关键在于求 (18.5-6) 式对时间的二次微商。Stuart^[10] 在忽略 f 对时间的微商后，得到了雪球的运动方程。如果不予忽略，则

(18.5-5) 式化为

$$\left(\frac{5}{2} f - \frac{3}{2} \right) \varphi \frac{d^2 \varphi}{ds^2} + \left[\xi \varphi^3 + \frac{2}{3} (\gamma+5) f - 9 \right] \left(\frac{d\varphi}{ds} \right)^2 = 1 \quad (18.5-12)$$

式中无量纲量为

$$\varphi = \left(\frac{4\pi \rho_s}{M_0} \right)^{1/3} R \quad (18.5-13)$$

$$s = \left[\frac{432\pi^2 \rho_0^2 (\gamma - 1)^3 \eta^3 Q^3}{\alpha^3 M_0^3} \right]^{1/3} t \quad (18.5-13)$$

当 ϕ 小时，略去含 ϕ 的项，则

$$\frac{d\phi}{ds} = \left(\frac{2}{3(\gamma + 5)f - 18} \right)^{1/2},$$

或

$$\dot{R} = \left(\frac{2\eta Q}{\alpha M_0} \right)^{1/2} \quad (18.5-14)$$

显然，当卷入质量很少时， $f \approx 1$

$$R \sim t, \quad (18.5-15)$$

当 ϕ 足够大时，

$$\frac{d\phi}{ds} = \left(\frac{1}{\xi \phi^3} \right)^{1/2}, \quad (18.5-16)$$

$$\dot{R} = \left[\frac{(\gamma - 1)\eta Q}{\xi \alpha M} \right]^{1/2}, \quad (18.5-17)$$

问题在于求得 M 。

考虑到云体的上升运动和大气密度随不同方向上的变化， M 的计算比较复杂。这里作如下简化，忽略 M_0 ，则

$$M = \rho_0 \int_0^R r^2 dr \int \sin\theta e^{-r \cos\theta/H} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \quad (18.5-18)$$

考虑到云体主要向上方和两侧膨胀，向下方膨胀较小，因此上式对 θ 的积分限取 0 到 $\frac{\pi}{2} + \Delta\theta$ ，求得

$$M \sim \rho_0 H_0^2 R \quad (18.5-19)$$

将上式代入 (18.5-17) 式，则

$$R \sim t^{2/3} \quad (18.5-20)$$

我们用“麻栗树”试验的观测值作为参考可得

$$R = 6.3 \times 10^{-3} \left(\frac{Q}{\rho_0} \right)^{1/3} t^{2/3} \text{ (公里)} \quad (18.5-21)$$

表18.5-1的括号中数据即为上式算得的结果。

百万吨当量在 100 公里高度上爆炸的计算结果见表18.5-2。

表18.5-2 百万吨当量百公里高度爆炸云体最大水平半径随时间变化

爆后时间 (秒)	30	60	100	150	200	250	300
最大水平半径 (公里)	63	105	155	210	270	320	370

云体中心的上升运动，在后期主要由大气条件和运动速度来决定。从标准大气模式表 18·1-2 可以看出，当 $h > 100$ 公里后，温度随高度是递增的，这是造成云体不断升高的重要原因。在早期，爆炸所造成的温度环境则是云体初期升高的原因。为了简单起见，仅考虑后期的运动，而把早期运动归为云体上升所具有的初速 V_0 。运动方程写为

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} - g \quad (18\cdot5-22)$$

假定重力加速度 g 为常数，利用 $h \geq 100$ 公里的大气分布参数，算得

$$z - h_0 = V_0 \cdot t^n, \quad h_0 = 100 \text{ 公里}, \quad (18\cdot5-23)$$

式中 n 为接近于 1 的数，近似取 1。对于麻栗树试验，考虑到火箭末速和温度环境造成的上升运动，近似取 $V_0 = 1.5$ 公里/秒，当 $t < 200$ 秒时，计算结果与表 18·5-1 括号中所列数据符合得还是比较好的。

§ 18·6 早期核辐射的空间分布

一、在低空，空气使早期核辐射受到强烈的削弱，因而它的杀伤破坏作用仅局限在不大的范围内。在高于 80 公里的空中，由于空气的削弱作用减小，早期核辐射的杀伤破坏范围反而是诸因素中最大的，也是对高空飞行器最具有威胁性的破坏因素。

飞行状态的导弹核武器或卫星中的电子学系统（如固体器件，计算机系统、控制系统和电源系统等），对于 γ 辐射累积剂量、中子通量是比较敏感的，对于造成瞬态效应的 γ 辐射剂量率更为敏感。例如美国 1980 年要求非工作状态的电子学系统达到的辐射容限为： γ 剂量 10^8 拉德，中子通量 10^{14} 个/厘米²， γ 剂量率 10^{11} 拉德/秒。即使对于这个高容限量，高空爆炸所造成的破坏范围也是比较大的。因此，抗核辐射加固是战略武器系统的抗核加固的重要内容。

本节不打算全面讨论辐射场，只是介绍由理论计算提供的早期核辐射的空间分布。

核辐射在高空的迁移过程比低空简单，较为复杂的一点是由于迁移范围大，需要考虑大气非均匀分布的影响。关于高空中子通量的空间分布的 M-C 计算参见文献 [14]。这里主要介绍 100 公里高度爆炸在不同高度的不同距离上的中子通量， γ 剂量和 γ 剂量率。

二、不难想象，高空中子通量主要是直达中子通量，但由于低于爆炸高度的大气对中子的散射，对总通量有一小部分贡献。测点高度不同，对不同单能中子，其散射贡献略有差异。由源每发射一个单能中子的通量空间分布的计算结果见表 18·6-1。

由表可见，散射通量在总通量所占比例随距离和测点高度下降略有所增加，并且初始能量愈低，散射的贡献也愈大。但它的贡献不会超过 40%，因此，中子通量可以表为：

$$\Phi_n = C \frac{S_n}{4\pi R^2} \quad (18\cdot6-1)$$

式中 S_n 为泄漏中子数， $C = 1 - 1.5$ ，视距离而定，如果只关心距离在 50 公里以内的结果， $C = 1$ 。图 18·6-1 曲线 1，给出了百万吨氢弹在百公里高度爆炸，中子通量沿同高度水平距离的分布。

三、在 γ 辐射的累积剂量和瞬发 γ 辐射剂量率的空间分布中也存在低层大气散射所作的贡献，但与中子相比，散射贡献要小。在同高度水平距离的分布中，散射贡献不超过 (10—15)%。当爆点、测点高度降低，散射贡献逐渐加大，具体细节这里不再论列。

表18·6-1 单能中子通量 (个/厘米²·S₀) 空间分布 (爆高为100公里)

能量 (MeV)	测点高度 (公里)	Φ _n	水平距离 (公里)			
			50	100	300	500
14	100	Φ _{nH}	3.2×10 ⁻¹⁵	7.9×10 ⁻¹⁶	8.8×10 ⁻¹⁷	3.2×10 ⁻¹⁷
		Φ _{n总}	3.4×10 ⁻¹⁵	9.3×10 ⁻¹⁶	1.2×10 ⁻¹⁶	4.0×10 ⁻¹⁷
		Φ _{nH} /Φ _{n总}	0.94	0.85	0.77	0.79
	70	Φ _{nH}	2.3×10 ⁻¹⁵	7.3×10 ⁻¹⁶	8.6×10 ⁻¹⁶	3.1×10 ⁻¹⁷
		Φ _{n总}	2.6×10 ⁻¹⁵	9.2×10 ⁻¹⁶	1.1×10 ⁻¹⁷	3.8×10 ⁻¹⁷
		Φ _{nH} /Φ _{n总}	0.89	0.79	0.76	0.81
1	100	Φ _{nH}	3.2×10 ⁻¹⁵	7.9×10 ⁻¹⁶	8.8×10 ⁻¹⁷	3.2×10 ⁻¹⁷
		Φ _{n总}	3.8×10 ⁻¹⁵	1.2×10 ⁻¹⁶	1.4×10 ⁻¹⁶	4.6×10 ⁻¹⁷
		Φ _{nH} /Φ _{n总}	0.83	0.68	0.63	0.69
	70	Φ _{nH}	2.3×10 ⁻¹⁵	7.2×10 ⁻¹⁶	8.4×10 ⁻¹⁷	3.1×10 ⁻¹⁷
		Φ _{n总}	3.3×10 ⁻¹⁵	1.2×10 ⁻¹⁶	1.3×10 ⁻¹⁶	4.2×10 ⁻¹⁷
		Φ _{nH} /Φ _{n总}	0.7	0.6	0.63	0.71

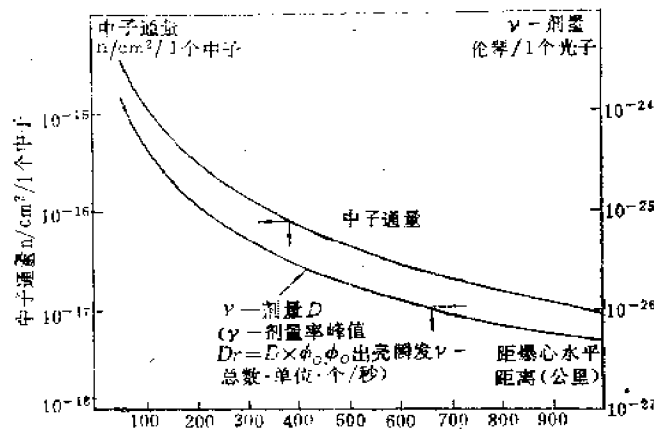


图18·6-1 百万吨当量在百公里高度爆炸Φ_n、D_γ、Φ_γ随同高度水平距离的变化

高度在大于80公里时，氮俘获中子的γ辐射对剂量的贡献可以忽略。

图18·6-1中也给出了与中子通量相同条件下的D_γ、Φ_γ的空间分布。

显然，本书不可能给出测点在不同高度上的所有计算结果。为了便于应用，可以用低空爆炸中的公式来近似表达，其误差在一倍左右。γ光子或中子通量公式可统一写成

$$\Phi_{n, \gamma} = \frac{S_{n, \gamma}}{4\pi R^2} e^{-\frac{1}{1.05} X_{\pi}(R, 0)},$$

$$X_{\pi} = \int \rho e^{-R \cos \theta / H} dR, \quad (18.6-2)$$

式中 S_n, γ 分别为泄漏中子数或释放的 γ 光子数, λ_0 为对应的等效衰减长度。显然, 当 $X_n/\lambda_0 \rho_0 \ll 1$ 时, 即为 (18·6-1) 式。换句话说, 在爆心所在平面的上方, 近似用 (18·6-1) 式, 下方则需用 (18·6-2) 式。

参 考 文 献

- [1] W.N.Hess, *JGR*, 68 (1963), 667.
- [2] H.Maeda, et al, *JGR*, 69 (1964), 97.H.A.Bomke, et al, *ibid*, 3125.
- [3] R.K.Landshoff, et al, *AD-664496*, 1967.
- [4] R.I.Miller, T.O.Passell.*AD-408758*.
- [5] E.T.Pierce, *Proc.of IEEE*, 53 (1965), 1994.
- [6] 赵九章等编 高空大气物理学 上册, 中国科学出版社 1965.
- [7] D.E.Westervelt, et al. *Proc.of IEEE*, 53 (1965), 2067.
- [8] J.E.Blamont, et al. *SC-T-65-769*.W.Nordberg, *AD-408716*, 1961.N.W. Rosenberg, et al. *AD-617249*, 1965.
- [9] G.V.Grover, *JGR*, 68 (1963), 3033.
- [10] W.R.Steiger, et al, *JGR*, 65 (1960), 545.*AD-417089*
- [11] H.J.Brode, *Phys.Fluids*, 2 (1959), 217.
- [12] S.Glasston《核武器效应》, 1962.
- [13] H.Hoerlin *LAMS-2535*.
- [14] R.G.D'Arcy, S.A.Colgate, *JGR*, 70 (1965), 3147.
- [15] G.W.Stuart, *Phys.of Fluids*, 8 (1965), 603.*ibid*, 9 (1966), 1866.
- [16] A.E.Anthony, et al, *AD-272546*, 1962.

第十九章 核爆炸引起的大气电离

§ 19.1 引言

一、核爆炸所产生的高温及其辐射，早期核辐射和裂变碎片的剩余核辐射都会瞬时引起大气电离，并在大气电离复合过程中消失。因此，核爆炸的一部分能量最终消失在大气电离上，这部分能量所占的比例与爆炸高度有关，例如高空爆炸可以高达 3/4 以上。大气电离的范围是相当广阔的，对于高空爆炸，几乎可引起全球范围内的大气电离。电离的持续时间也是很长的，即使仅考虑对电波传播具有影响的时间来说，对于低空爆炸，可以长达数小时，对于高空爆炸可以长达几天，如果把人造辐射带也包括在内，则可以长达数年之久。

造成大气电离的源可以分两大类：点源和体源。点源有早期核辐射，X射线或高温辐射，体源有火球，放射性烟云或碎片云的剩余核辐射，被地磁场捕获的带电粒子云以及中子在自由衰变中所产生的电子和质子云。爆炸方式不同，源不尽相同，对大气电离所起的作用也不相同，需要作具体分析。

虽然大气电离现象是多种多样的，但这里最关心的是对电波传播产生明显影响的电离现象，主要是电离层，尤其是D层的附加电离。

不同的源造成大气电离过程的物理讨论是不困难的。困难在于源，尤其是体源的有关参数有许多不确定因素。或者说对体源的某些参数，如碎片云中辐射体的分布、云体的形状和云体在地磁场中的运动等，都没有足够的资料能做出符合实际的推断。

尽管有一些关于电离层附加电离的观测数据可供参考，但是利用这些最终结果来推断有关源的参数是比较困难的，因此这里讨论到的许多数据仅有参考意义。

另一种电离层效应是 F_2 层的电子数密度分布所受到的扰动，简称 F_2 层扰动。在爆后几到十几分钟后， F_2 层中存在着大幅度的电子数密度变化，并以波动形式沿水平方向传播，造成数千公里大范围的扰动。看来， F_2 层扰动不是外界电离源所造成的附加电离，而可能是某种压缩波在 F_2 层中传播的结果。扰动的传播速度在1000米/秒到400米/秒范围变化。

这种波动的起因还不十分清楚，尽管 F_2 层扰动对电波传播有明显影响，但我们不准备再讨论，有兴趣的读者可参阅文献[1]。

二、电离层的附加电离对电波传播带来较严重的影响，主要影响是：1，由于吸收使得电波幅度减弱；2，由于介质折射率的改变使得电波的传播路径发生偏折；3，由于介质的介电常数变化而引起相移。这三种影响对于不同频段的电波是不同的，这里着重讨论对高频以上频段电波的吸收，因为这个效应直接与无线电通讯有关。电离层D层的电子数密度增加是造成吸收的主要原因。考虑到D层距地面的高度仅(60—70)公里，不仅高空核爆炸会在这个高度上产生附加电离，大当量低空爆炸也同样会在D层引起附加电离，当然前者的范围要大得多，达数千里，后者范围小，也有数百公里。

对于甚低频(VLF)电波，由于电离层有效高度变化将引起其相移，而且可能与电子数密度的变化比较敏感。

至于对无线电通讯的影响，这是个极重要和复杂的问题。因为高空核爆炸所造成的影响是全球性的，有不少这方面的报道和分析，但未必接触到属于保密范围的实质问题。本书不涉及这方面的内容。

§ 19.2 剩余 γ 辐射引起的附加电离

一、对于低空爆炸，高温辐射，瞬发 γ 辐射和中子只能在爆心周围一、二公里范围内造成电离。由于电子迅速附着在氧分子上，电离持续不到一分钟即会消失。

放射性烟云中裂变碎片不断释放出剩余 γ 辐射和 β 粒子，使烟云本身和周围造成电离。一百万电子伏的 β 粒子在空气中的射程是比较短的（见第十二章），即使当烟云升高到20公里的高度，其射程也只有56米，可见其电离范围仅限于烟云本身。

γ 辐射在空气中的吸收自由程为：

$$\lambda_{\gamma} = \lambda_{\gamma_0} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right), \quad (19.2-1)$$

若平均能量为1MeV, $\lambda_{\gamma_0} \approx 300$ 米。随着烟云上升，剩余 γ 造成的电离范围愈来愈大。

对于百万吨以上大当量爆炸，放射性烟云上升的高度可达20公里以上，这时 γ 吸收自由程 λ_{γ} 长达4公里以上；再考虑到空气随高度按指数递减的特点，剩余 γ 辐射可以达到电离层D层，因此，裂变碎片的 γ 辐射是造成D层附加电离的主要电离源。

二、放射性烟云这个体源的几何尺寸可以分两个阶段来近似描述：

在烟云稳定以前的早期可以近似为柱体，稳定的时间和尺寸见表1.2-2b。

烟云稳定后，不再升高，随风扩散，可以用椭圆面来近似，其长轴是在高空风的方向上。长半轴为

$$a = \frac{1}{2} [L_0 + (V_1 + V_2)t] \quad (\text{公里}), \quad (19.2-2)$$

式中 L_0 为稳定烟云的直径， V_1 、 V_2 分别为云顶和底部的风速。因为高空风一般在20公里以上的云顶高度上为东风，而在(11—12)公里云底的高度上为西风，故风速可用简单取和来近似。短半轴也由于扩散随时间增长，其增长率与高空风的切变有关。在最简的情况下，短半轴和风速可以近似表为

$$b = \frac{1}{2} [L_0 + m(\Delta V \cdot t)^n], \quad (19.2-3)$$

$$\Delta V = |V_1 - V_2|,$$

式中 m 、 n 是有赖于风速切变的经验常数，例如可以取 $m=2$ ， $n=3/4$ 。

假定碎片在云中为均匀分布，沉降到地面和烟云低层而对D层电离无贡献的碎片份额为 $1 - \xi'(t)$ ，则剩余 γ 辐射源为（见十三章）

$$G'(t) = 1.3 \times 10^{23} Q_f b_r u_r(t) \xi'(t) \quad (\text{MeV/秒}), \quad (19.2-4)$$

对于圆柱体，单位体积辐射源为

$$\begin{aligned} G'(t) / (\pi r_0^2 \cdot \Delta H), \quad (19.2-5) \\ \Delta H = H_1 - H_2, \end{aligned}$$

式中 r_0 为烟云的等效半径, H_1 、 H_2 分别为云顶, 云底的高度。因此, 单位体积能量沉积率为

$$\dot{E}_v = \frac{G'(t)}{4\pi^2 r_0^2 \Delta H \lambda_{v0}} \frac{\rho(z)}{\rho_0} \int_0^{\Delta H} \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{1}{R^2} e^{-\frac{1}{\lambda_{v0}} \int_0^R (R') dR'} r dr dz d\varphi, \quad (19-2-6)$$

$$\text{式中} \quad R^2 = (H - H_1 - z)^2 + (r^2 + D^2 - 2rD\cos\varphi), \quad (19-2-7)$$

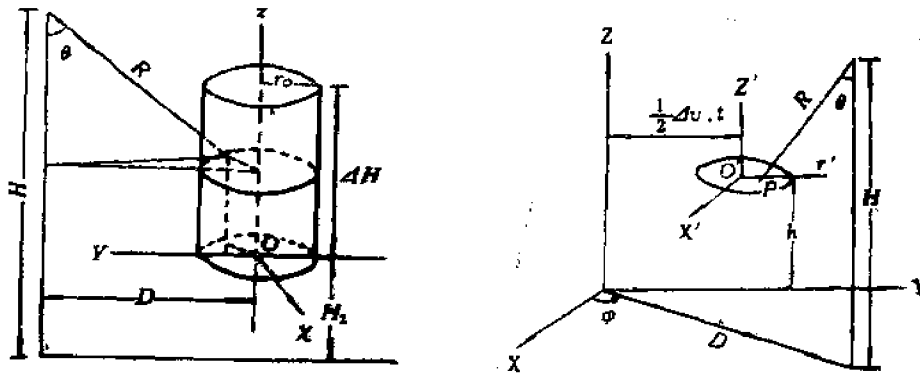
H 为观测点的高度, D 为距爆心的水平距离, 几何关系如图 19-2-1a 所示。质量距离可以表为:

$$X_m = \frac{\rho_0 R}{H - H_1 - z} \int_z^{H-H_1} e^{-(z'+H_1)/H} dz'. \quad (19-2-8)$$

同样, 对于面源有

$$\dot{E}_v(z) = \frac{G'(t)}{4\pi^2 ab \cdot \lambda_{v0}} \frac{\rho(z)}{\rho_0} \int_{-a}^a \int_{-b}^b \frac{1}{R^2} e^{-\frac{1}{\lambda_{v0}} \int_0^R (R') dR'} dx dy. \quad (19-2-9)$$

式中



a. 体源

b. 面源

图19-2-1 体源和面源坐标选择

$$\left. \begin{aligned} b' &= -\frac{b}{a} (a^2 - y^2)^{1/2}, \\ R^2 &= (x' - D\cos\varphi)^2 + [y' - D\sin\varphi + \frac{1}{2}(\Delta V \cdot t)]^2 + (H - h)^2, \\ h &= H_2 + \frac{\Delta H}{3}, \end{aligned} \right\} (19-2-10)$$

h 为面源的等效高度, 如图 19-2-1b 所示。质量距离可以写成:

$$X_m = \frac{\rho_0 R}{H - h} \int_0^{H-h} e^{-(h-z')/H} dz'. \quad (19-2-11)$$

考虑到空气中产生一个离子, 电子对需要 33eV 的能量, 则由能量沉积率可得电子生成率:

$$S_{v,e} = \dot{E}_v / 33, \quad (19-2-12)$$

考虑到光致电离, 电离-复合方程为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_+}{dt} &= S(t) - \Gamma N_+ - \alpha_+ N_+ N_+ + I_+ N_+ \\ \frac{dN_-}{dt} &= \Gamma N_+ - \alpha_- N_+ N_- - I_+ N_- \\ N_+ &= N_+ + N_- \end{aligned} \right\}, \quad (19.2-13)$$

初始条件为

$$N_+|_{t=0} = 0, \quad N_-|_{t=0} = 0, \quad (19.2-14)$$

在白天取 $I_+ = 0.44/\text{秒}$ ，求解上述方程组可得 N_+ 、 N_- 的时、空分布。

三、具体的计算与参数的选择和高空风分布有关，因而对于不同情况，差异也是比较大的，但可以归纳出某些基本特征。百万吨以上当量的低空爆炸，一般附加电离的最大电子数密度在 $(10^4 - 10^5)$ 个/厘米³，比正常D层的电子密度大1—2个量级。

电子数密度随高度分布，在白天仅出现一个峰值，一般出现在水平距离60到100公里之间。其所在的高度与时间、水平距离有关，在距爆心投影点较近的区域内，高度约75公里。上边界高度约150公里；下边界高度与水平距离有关，在烟云已达到的距离上，下边界可从烟云顶部算起；在烟云未达到的距离上，其高度约为(60—70)公里。整个附加电离区均为按电子数密度等值线的分层结构。为了有个量的概念，这里举一算例：爆后10分钟电子数密度极大值 N_+ 及其出现的高度 h_{max} 与水平距离的关系见表19.2-1。图19.2-2给出爆后一小时 N_+ 的空间分布，可以看出其分层结构的特点。

由以上分析可见，附加电离主要发生在D层和E层，而F层上附加电离不明显。

附加电离区在水平方向的扩张与高空风分布有关，如选定以烟云中心所在位置为坐标原点，则在水平方向分布基本上是对称的(见图19.2-2)。电离区的最远边界与当量有关，一般对于百万吨级以上大当量，约在300公里以上。电子数密度 N_+ 沿水平距离D的衰减与当量大小有关，可以近似拟合成

表19.2-1 爆后10分钟附加电离空间分布

D (公里)	0	50	100	150	200
h_{max} (公里)	70	70	72	75	75
N_+ (个/厘米 ³)	$\sim 10^4$	$\sim 6 \times 10^3$	$\sim 1.5 \times 10^3$	$\sim 6 \times 10^2$	$\sim 10^2$

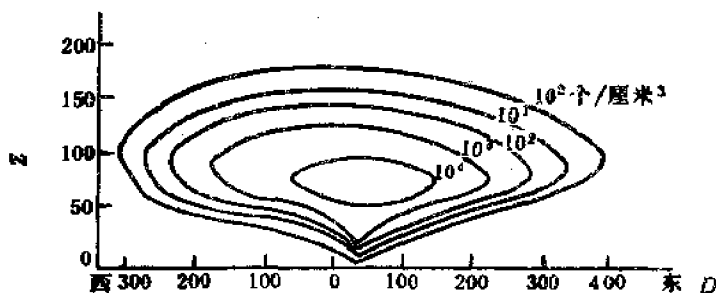


图19.2-2 爆后一小时，附加电离的空间分布

$$N_e \sim e^{-\alpha z}, \quad (19.2-15)$$

式中 α 为有赖于 Q 的常数。

在夜间, 因为不存在光致电离项, 电离易于消失, 再考虑到大气密度的随机起伏, 总的结果是, 电子数密度随高度分布可能出现两个峰值, 峰值高度上升, 峰值减小, 在水平方向上电离的范围缩小。

附加电离区随时间的变化可以分为两个阶段来分析。在辐射源起作用期间, 因为 \dot{E} 的变化是比较缓慢的, 忽略 α_e 、 I_e 的贡献, 则

$$N_e(z, t) = \frac{1}{33\Gamma} E(z, t) \quad (19.2-16)$$

可见电子增长过程几乎完全决定于能量沉积过程。

当烟云过境后, 辐射源消失, 附加电离也会很快消失。令辐射源消失的时刻为 t_0 , 该时刻的电子数密度为 $N_e(t_0)$, 在 (19.2-13) 式中忽略 I_e 项, 则解为:

$$N_e(t) = \frac{N_e(t_0)}{1 + \alpha_e N_e(t_0)(t - t_0)} e^{-\Gamma(t - t_0)}, \quad t > t_0, \quad (19.2-17)$$

可见, 电离区持续时间几乎基本上决定于烟云存在的时间, 在高空气象条件比较稳定, 高空风切变不大的情况下, 电离区可持续 (5—10) 小时。

§ 19.3 高空核爆炸瞬发点源造成的附加电离

高空核爆炸中, 有那些点源可以引起附加电离与爆炸高度有关。当爆高在80公里以上, 造成附加电离的瞬时点源有 X 射线、瞬发 γ 辐射和瞬发中子, 其中以 X 射线作用最为显著。在 (30—80) 公里的高度范围内, X 射线只能在不大的范围内起电离作用, 瞬发 γ 和中子则是主要的电离源。

中子在大气迁移过程中发生的吸收, 非弹性散射和弹性散射等过程, 最终结果都是使大气电离。但是, 第一个过程所占比例很小, 可以忽略。第二个过程将激发 γ 辐射, 而 γ 的自由程长, 将在大范围内引起电离, 因而生成的电子数密度较小。空气分子或原子经与中子弹性散射后从快中子获得约 1/3 的能量, 从而以极高的速度与其它分子或原子碰撞, 造成电离, 生成的电子数密度高。因此, 中子主要是通过弹性散射造成大气电离。

在氢弹爆炸的情况下, 中子携带的能量大于 γ 辐射所携带的能量, 因而在 (30—80) 公里高度范围内, 中子可能是主要电离源。

一、高空核爆炸中, X 射线是造成电离层附加电离的重要的瞬发点源, 由 X 射线在大气中的能量沉积 (18.2-23) 式, 可以求得 N_e 的空间分布。当 $kT_x = 1\text{keV}$ 时, 将 (18.2-23) 式中单位换为 eV/克, 可得近似表达式:

$$N_e = \frac{E'_x \rho}{33} = 1.3 \times 10^{16} \frac{K_0 Q_x \rho(z) X'_m{}^{1/8}}{(kT_x)^3 R^2} e^{-\frac{4}{3}(z X'_m)^{1/4}}, \quad (19.3-1)$$

其空间分布特点与 E'_x 完全相同 (参见图 18.2-1)。

其次一个重要的瞬发点源是瞬发 γ 辐射, 它在大气中的能量沉积可以写成:

$$E_{\gamma}(z, \theta) = \frac{S'_{\gamma} \rho(z)}{4\pi R^2 \lambda_{\gamma_0} \rho_0} \cdot e^{-\frac{1}{\lambda_{\gamma_0}} X_{\gamma}(R, \theta)} \quad (19.3-2)$$

对于瞬发中子

$$E_n(z, \theta) = \frac{S'_n \rho(z)}{4\pi R^2 \lambda_{n_0} \rho_0} e^{-\frac{1}{\lambda_{n_0}} X_n(R, \theta)} \quad (19.3-3)$$

式中 S'_{γ} 、 S'_n 为瞬发 γ 和中子携带的能量，(以eV为单位)。那么它们产生的电子数密度为

$$N_{e, \gamma, n} = \frac{S'_{\gamma} \cos\theta}{132\pi R^2 H_0} \exp\left[-\frac{z-z_0}{H_0} - e^{-(z-z_0)/H_0}\right] \quad (19.3-4)$$

λ_{n_0} 、 λ_{γ_0} 分别取与中子、 γ 对应的自由程。由(19.3-2)到(19.3-4)式不难求得能量沉积或电子数密度出现最大时的高度 z_0 ，求得的表达式为：

$$\rho(z_0) = \rho_0 \lambda_0 \cos\theta / H_0 \quad (19.3-5)$$

或

$$e^{-(z_0)/H_0} = \lambda_0 \cos\theta / H_0 \quad (19.3-6)$$

在以上讨论中忽略了地球曲率的影响(详细计算参阅Latter和Lelever的工作^[21])。

为了比较中子和 γ 电离所生成的电子数密度，在(19.3-4)式中忽略方括号中指数项，

$$\frac{N_{e, n}}{N_{e, \gamma}} \approx \frac{S'_n}{S'_{\gamma}} \exp\left[\frac{z_{0, n} - z_{0, \gamma}}{H_0}\right] = \frac{S'_n}{S'_{\gamma}} \cdot \frac{\lambda_{\gamma_0}}{\lambda_{n_0}} \quad (19.3-7)$$

对于(30—80)公里高度上的爆炸，近似有

$z_{0, n} \approx z_{0, \gamma}$ ，则：

$$\frac{N_{e, n}}{N_{e, \gamma}} \approx \frac{S'_n}{S'_{\gamma}} \quad (19.3-8)$$

对于氢弹，瞬发中子所携带的能量要比瞬发 γ 大得多，其比值决定于聚变裂变比。换句话说，对于这样高度的爆炸，中子比 γ 的电离作用显著。

反之，在80公里以上高空爆炸， $z_{0, \gamma} > z_{0, n}$ ， γ 的电离作用是主要的。

二、高度在80公里以上的爆炸，附加电离区的电子数密度 $N_e(z, \theta)$ 由X射线、 γ 辐射和中子生成的三项电子数密度所组成，其空间分布如图19.3-1所示，特点可以概括如下：

在垂直方向上， $N_{e, n}$ 的最大值出现在约80公里， $N_{e, \gamma}$ 的最大值出现在约25公里，随着水平距离增加，两个极值出现的高度上升。当水平距离约大于1000公里后，仅留下一个极值，其高度从55公里逐渐随水平距离增加升高到80公里左右。附加电离区的上边界延伸很远，下边界随水平距离增加逐渐抬高，1000公里处约30公里。在地球曲率允许范围内，电离区内 $N_e > 10^4$ 个/厘米³。在更远距离的计算上需要考虑地球曲率的影响。

因为是瞬时源， $N_{e, n}$ 、 $N_{e, \gamma}$ 随时间的衰减过程可以由(19.2-17)式来描述，式中 $N_e(t_0)$ 即为瞬时产生的电子数密度，对 γ 辐射，由于能量沉积高度比较低，在这个高度附近， α 比较小，可以忽略，因而

$$N_{e, \gamma}(t) = N_{e, \gamma}(0) e^{-\Gamma t}$$

尽管到 Γ 随高度减小得比较快，但 γ 所产生的电离仍较X射线产生的电离易于消失。

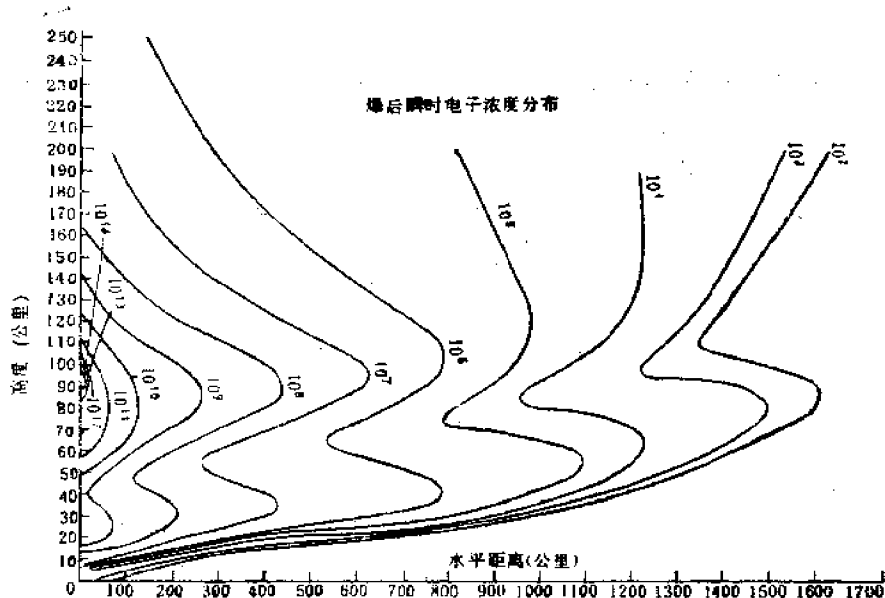


图19-3-1 百公里百万吨当量高空爆瞬时电子数密度的分布

§ 19.4 高空核爆炸体源造成的附加电离

高空核爆炸中产生电离的体源比低空爆炸的放射性烟云情况复杂。高空情况下，放射性烟云迅速上升，升高达数百公里高空。除了剩余 γ 辐射不受地磁场影响以外，离化的碎片本身和释放的高能 β 粒子都将被地磁场捕获并沿磁力线运动。因而这些离化源不仅使爆区也使磁共轭区的电离层产生附加电离。被地磁场捕获的 β 粒子在飘移中散布在很广宽的范围并且长时间存在于太空，因而是个弱电离源，在我们所关心的问题中，可不予考虑。

另外一个体源就是向爆炸上方自由飞行的中子，中子在自由状态下的衰变过程为

$$n = p + e^- + \nu,$$

ν 为中微子，衰变的平均寿命 τ 约为1000秒，单位体积衰变的中子数为

$$N = \frac{N_0}{4\pi R^2 v \tau}, \quad (19-4-1)$$

式中 N_0 为自由飞行的中子数， v 为中子的平均速度。可见自由飞行的中子散布在很大的空间内，再考虑到地磁场作用，只有一部分电子能进入大气引起电离，因此自由中子也是个弱电离源。这里也不准备讨论。关心的读者请参阅文献[3]。

关于中子衰变后的质子对电离的贡献，文献中看法不一。因为质子的射程短，在我们这里主要关心的是D层附加电离，质子可能是次要的电离源，故也未予考虑。

总之，这里所关心的体源仅是剩余 γ 辐射和碎片直接释放的 β 粒子。

二、沿磁力线运动的碎片云到达磁镜区域（即爆区和共轭区）时，碎片发射的部分 β 粒子逃逸磁镜使得电离层产生附加电离。从这个过程可以看出，电离程度既有赖于云体的运动，碎片在云中的分布，也有赖于 β 粒子的能谱及其在空气中的慢化和散射。但是，这些问题中有些还不确切知道其规律，因此严格的计算是比较困难的，只能参考文献[2]提供的方法

做估算。

假定碎片均匀分布在体积为 $V(t)$ 的云内，云限制在截面为 $A(t)$ 的磁管内运动。显然，磁管截面随磁感应强度 $B(z)$ 变化，其关系为

$$A_1 B(z_1) = A_2 B(z_2) \quad (19.4-2)$$

这里关心的是到达磁镜后而在下方大气产生电离的高度上的截面 $A_0(t)$ ，则

$$A_0(t) = \frac{AB(z)}{B_0} \quad (19.4-3)$$

式中 B_0 为该高度上地磁场，这个高度约在 80 公里左右。对于地球磁场，有

$$\frac{B(z)}{B_0} = (1+z/a)^{-2} \quad (19.4-4)$$

式中 a 为地球半径。

这个情况下的辐射源实际上近似为碎片均匀分布在面积为 A_0 上的面源。面源上发射的 β 粒子一部分经镜面反射回到磁管中，一部分逃逸出磁管。令 α 为 β 粒子的投射角，凡是 α 满足

$$\sin \alpha < \left(\frac{B(z)}{B_0} \right)^{1/2} \quad (19.4-5)$$

的粒子都会逃逸掉，逃逸的概率为

$$P = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\alpha_0} \int_0^{2\pi} \sin \alpha d\alpha d\varphi \quad (19.4-6)$$

式中 α_0 为极限角。因此求得单位面积的源强为（参见第十一章）

$$I_\beta(t) = 3.25 \times 10^{23} \frac{P\xi' Q_f}{2A_0(t)} u_\beta(t) \text{ (eV/厘米}^2 \cdot \text{秒)} \quad (19.4-7)$$

式中 ξ' 仍然是随烟云上升并保留在云体内的碎片份额。

为了估计截面积 A 与当量 Q_f 的关系，假定 β 粒子的总能量为 ηQ_f ，当云体限制在磁场内时，则 β 粒子的能量与磁场能量相平衡，即

$$Q_\beta \equiv \eta Q_f = \int \frac{B^2}{2\mu_0} dV \quad (19.4-8)$$

近似取烟云为球体，半径为 R ，则

$$V = (4\pi/3)R^3, \quad A = \pi R^2 \quad (19.4-9)$$

$$A = \frac{6^{2/3}\pi}{B_0^{4/3}} \left(1 + \frac{z}{a}\right)^4 Q_\beta^{2/3} = 3.15 \times 10^4 \left(1 + \frac{z}{a}\right)^4 Q_\beta^{2/3} \quad (19.4-10)$$

$$A_0 = \frac{6^{2/3}\pi}{B_0^{4/3}} (1+z_0/a)^4 Q_\beta^{2/3} = 3.15 \times 10^4 \left(1 + \frac{z_0}{a}\right)^4 Q_\beta^{2/3} \quad (19.4-11)$$

式中 B_0 取 0.5 高斯， Q_β 单位为千吨， A 的单位为公里²。

电子在空气中迁移，与原子的作用过程有弹性散射、韧致和非弹性散射，而这里主要关心的是导致原子电离的非弹性散射。忽略其它过程后，电子在空气中的质量射程(克/厘米²)

R , 定义为

$$R_e = \int_0^{\infty} dE / -\frac{dE}{dX_m}, \quad dX_m = \rho dR, \quad (19.4-12)$$

式中 $-\frac{dE}{dX_m} = -\frac{dE}{\rho dR}$ 为阻止本领。

假定阻止本领为常数, 由平面源发射的电子在单位体积空气中沉积的能量为

$$\frac{I_\beta \cdot \rho}{R_e} \ln \frac{Re}{X_m}, \quad (19.4-13)$$

式中 X_m 是从平面源算起的质量距离。β 粒子射入大气的入射角为源的平面的法线方向与磁场方向的倾角 φ , 则能量沉积率为

$$E_e = \frac{I_\beta(t) \rho}{R_e \sin \varphi} \ln \frac{Re \sin \varphi}{X_m}. \quad (19.4-14)$$

电子生成率为

$$S_e = \frac{I'_\beta(t) \rho}{R_e \sin \varphi} \ln \frac{Re \sin \varphi}{X_m}, \quad (19.4-15)$$

$$= \frac{I'_\beta(t)}{H_0} \cdot \frac{(z - z_0)}{H_0} e^{-(z - z_0)/H_0} \quad (19.4-16)$$

$$I'_\beta = I_\beta / 33,$$

式中 z_0 为 $N_e = 0$ 的高度, 可由下式求得:

$$\rho(z_0) = (Re \sin \varphi) / H_0, \quad (19.4-17)$$

或

$$z_0 = H_0 \ln \frac{H_0 \rho_0}{R_e \sin \varphi}, \quad (19.4-18)$$

取 $Re = 0.5$ 克/厘米², 当 $\varphi = 90^\circ$, $z_0 = 52$ 公里, 一般情况下, $\varphi = 30^\circ$, 则 $z_0 = 57$ 公里。

三、剩余 γ 辐射不受磁场的制约, 因此可以援用 § 19.2 中的结果。烟云体积的变化是比较复杂的, 我们把它简化为两种情况: 烟云在上升的阶段近似为球体, 在稳定并作下降运动时近似为柱体。对于球体, 能量沉积率为

$$\dot{E}_\gamma = \frac{G'(t)}{16\pi^2 \cdot r_0^2} \frac{\rho(z)}{\lambda_{\gamma_0} \rho_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{r_0} \frac{1}{r^2 + R^2 - 2Rr \cos \theta} e^{-\frac{X_m(R)}{\lambda_{\gamma_0} \rho_0}} r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi, \quad (19.4-19)$$

式中 r_0 为某时刻的烟云半径, θ 为球心到测点的矢径 \vec{R} 与球心到体元 dV 矢径 \vec{r} 的夹角, $G'(t)$ 由 (19.2-4) 给出。

对于柱体, E_γ 可由 (19.2-6) 和 (19.2-7) 式求得, 当然, 式中 r_0 , ΔH 等参数要由高空核爆炸的有关结果来确定。细节不再论述。

四、将以上所得的电子生成率 $S(t)$ 代入 (19.2-13) 式, 并利用不同高度的复合系数便可以求得不同时刻电子数密度的空间分布。

除了瞬发点源仅在爆区引起电离外，体源既在爆区也在共轭区引起电离，不同的是后者发生的时间略为晚一些，就其空间分布和随时间变化的情况来说基本相同。下面的讨论不再加以区分。

爆后一分钟，附加电离区的下边界约在30公里附近，电子数密度随距下边界高度递增，到峰值后又递减，峰值出现的高度随水平距离增加而递减，变化范围为70—120公里；水平边界在1500公里以上。水平距离在约80公里以内，高度从120公里到55公里内，电子数密度为 (10^6-10^7) 个/厘米³。

爆后五分钟的附加电离主要是 β 粒子的贡献，其下边界上升到50公里附近。 N_e 沿垂直方向分布的特点变化不大，但峰值出现的高度上升；在200公里的水平距离以内，峰值高度在55到110公里内， N_e 值为 (10^4-10^5) 个/厘米³。为了有个量的概念，图19·4-1给出了百万吨当量百公里高度上爆炸的 N_e 空间分布。

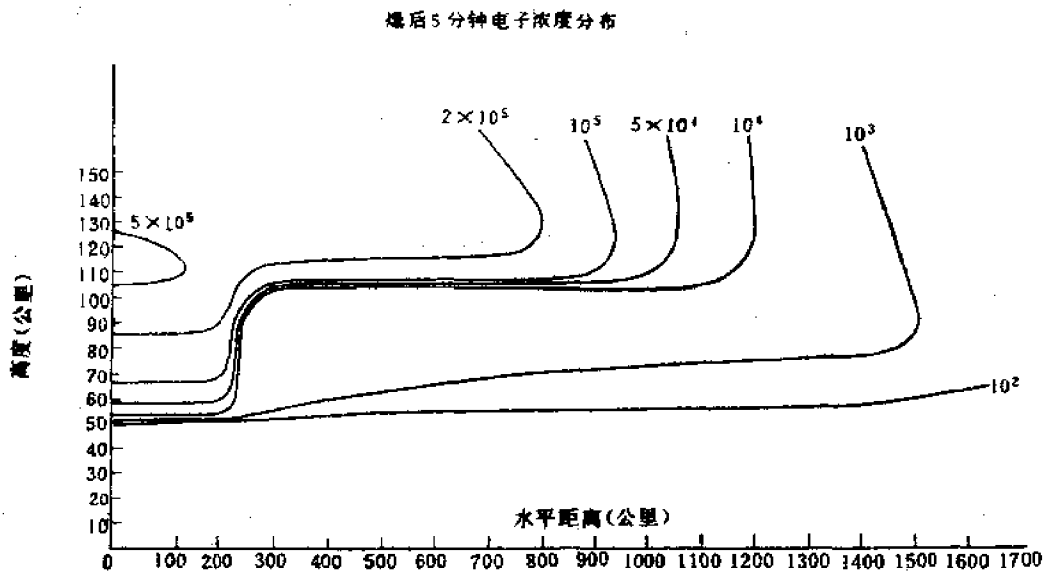


图19·4-1 爆后5分钟 N_e 空间分布

约30分钟以后的附加电离完全决定于 β 粒子。这时电子数密度的空间分布比较稳定，基本上是水平分层结构；水平距离在1500公里范围内， N_e 随高度递增，在(60—100)公里高度范围内， $N_e \approx (10^3-10^4)$ 个/厘米³。随后，各层电子数随时间减小，最后消失。

同样，附加电离也主要发生在D层和E层，F层不显著。

以上都是指白天条件下的结果。在夜晚，爆区原D层高度上的 $N_e \approx 10^3$ 个/厘米³，相当于D层恢复。在共轭区，爆后10分钟，原D层高度上 N_e 可达 (10^4-10^5) 个/厘米³。

§ 19·5 附加电离区对电波传播的影响

一、附加电离区的出现使得电离层D和E层的电子数密度显著增加。特别是D层电子明显增加后，对通过电离层的中高频电波传播带来不可忽视的影响。电波通过附加电离区后，其振幅由于吸收而衰减，严重的情况下，使得信号中断；其次由于电子数密度变化使得折射

系数发生变化, 改变了电波传播路径并产生相移。

为了简单起见, 这里仅讨论忽略地磁场的等离子体理论中的色散关系 (关于考虑磁场的讨论, 例如可参阅文献[4])。将十六章中(16.3-23)式, 即 ϵ'/ϵ_0 的表达式, 改写成

$$M^2 = (n + i\chi)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + i \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (19.5-1)$$

$$\omega_p^2 = N_e e^2 / m_e \epsilon_0,$$

式中 n 为相折射系数, χ 为吸收系数, ω 为电波的角频率, ν 为碰撞频率。由上式不难求得:

$$n^2 - \chi^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}, \quad (19.5-2)$$

$$2n\chi = \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}. \quad (19.5-3)$$

显然, n 、 χ 应取相同的符号。当

$$n^2 - \chi^2 = 0, \quad (19.5-4)$$

垂直入射附加电离区的电波被反射。当 $\omega \gg \nu$ 时, 可以求得附加电离区的临界频率为

$$f_c^2 = \frac{\omega_p^2}{4\pi^2} = \frac{N_e e^2}{4\pi^2 m_e \epsilon_0}. \quad (19.5-5)$$

因此频率低于 f_c 的电波将在附加电离区被反射, 通不过电离区。这个效应限制了电波通过电离层的传播, 当然也提供了用脉冲方法垂直探测附加电离区的根据。

可以利用上述色散系数来分析电波在附加电离区传播所受到的影响。

考虑一平面波垂直入射, 即波矢方向是垂直向上的 Z 轴方向, 考虑到附加电离区是水平分层的等离子体, 则

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0.$$

利用本构关系

$$\vec{D} = \epsilon' \vec{E}, \quad (19.5-6)$$

由麦克斯韦方程组求得

$$\frac{d^2 E_z}{dz^2} + k^2 M^2 E_z = 0. \quad (19.5-7)$$

为了求得上式的解, 令

$$E_z = E'_0 e^{i\phi(z)}, \quad (19.5-8)$$

则(19.5-7)式化为

$$\left(\frac{d\phi}{dz}\right)^2 = k^2 M^2 + i \frac{d^2 \phi}{dz^2}. \quad (19.5-9)$$

我们所关心的问题中, 附加电离区的 N_e 或 M 随高度分布在早期虽然比较复杂, 但在较长时间内都可以近似认为: M 仅是 z 的函数, 且随 z 缓慢变化。因此, $\frac{d^2 \phi}{dz^2}$ 是个较小的量, 先

忽略这一项, 有

$$\frac{d\phi}{dz} = \pm kM, \quad (19\cdot5-10)$$

取微商后再代入原方程, 略去二次项 $\frac{1}{4M^2} \left(\frac{dM}{dz}\right)^2$, (19·5-9) 式化为

$$\frac{d\phi}{dz} \approx \pm kM + \frac{i}{2M} \frac{dM}{dz}, \quad (19\cdot5-11)$$

$$\phi = \pm k \int_0^z M dz + i \ln M^{1/2}. \quad (19\cdot5-12)$$

因此,

$$E_x = E_0 M^{-1/2} e^{\pm i k \int_0^z M dz}. \quad (19\cdot5-13)$$

同样可得 E_z 和 H_x , 这就是电波通过慢变化等离子体的解。

由 (19·5-13) 式可见, 通过附加电离区的电波受到两项削弱, 但主要是由于吸收所造成的指数削弱。进一步简化, 对于入射波有

$$E \sim e^{-i k \int_0^z M dz} = E_0 e^{-\frac{\omega}{c} \int_0^z \chi dz} e^{i \frac{\omega}{c} \int_0^z \chi dz} \quad (19\cdot5-14)$$

显然, 前一项表示振幅的衰减, 后一项表示相位的变化。不考虑相位的变化, 则单程吸收的分贝数为

$$A = 20 \ln \frac{E}{E_0} = 20 \frac{\omega}{c} \int_0^z \chi dz. \quad (19\cdot5-15)$$

对于斜入射, 令 θ 为波矢与垂直方向的夹角, 则:

$$A = 20 \frac{\omega}{c} \int_0^z \chi \frac{dz}{\cos\theta}. \quad (19\cdot5-16)$$

电波通过电离层的区域可以划分为 $n \approx 1$ 的非偏移区, 和 $n \ll 1$ 的偏移区。一般, 在反射点为非偏移区, 而其它区域为偏移区。对于 $n \approx 1$ 的非偏移区

$$\chi \approx \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (19\cdot5-17)$$

因此

$$\begin{aligned} A &= \frac{10}{c} \int_0^z \frac{\omega_p^2 \nu}{(\omega^2 + \nu^2) \cos\theta} dz \\ &= 4.6 \times 10^4 \int_0^z \frac{N_e \nu}{(\omega^2 + \nu^2) \cos\theta} dz \text{ (分贝)}, \end{aligned} \quad (19\cdot5-18)$$

式中所用单位为: N_e (个/厘米³), z (公里), ν (1/秒), ω (弧度/秒)。

(19·5-18) 式是忽略磁场条件下得到的, 需要考虑磁场带来的修正, 最简单的修正是考

考虑电子绕磁场旋转的回旋频率 $\omega_c = eB/m_e$ ，则 (19·5-18) 式中 ω^2 应换为 $(\omega - \omega_c)^2$ 。 ν 随高度分布可以拟合成

$$\nu \approx 5 \times 10^{11} e^{-z/4}。 \quad (19·5-19)$$

分析 (19·5-18) 式，可以看出附加电离区的下边界和D层高度上的 N_e 对积分项的贡献是主要的，更高度上的 N_e 贡献较小。换句话说，对电波的削弱主要决定于下边界高度和D层的电子数密度，而E、F层的附加电离所起的作用不大。因此，从研究电波传播的角度来看，弄清核爆炸产生的附加电离区下边界和D层上 N_e 的分布，是十分有意义的。

关于相移的讨论，可参考有关文献。

参 考 文 献

- [1] 见十八章参考文献[5]
- [2] R.Letter, *et al*, JGR, 68 (1963), 1643.
- [3] J.Killen, *et al*, JGR, 68 (1963), 4637. J.Konney, *et al*, *ibid*, 4645.
- [4] 十八章参考文献[6].

附 录

1. 常用单位换算

1.1 常用力学单位换算

单 位 名 称	国 际 制	厘 米 · 克 · 秒 制	米 · 公 斤 (力) · 秒 制
长 度	米	厘 米	米
1 埃	10^{-10}	10^{-8}	10^{-10}
1 微米	10^{-6}	10^{-4}	10^{-6}
1 厘米	10^{-2}	1	10^{-2}
1 米	1	10^2	1
1 公里	10^3	10^5	10^3
1 英寸	2.54×10^{-1}	2.54	2.54×10^{-2}
1 英尺	0.3048	30.48	0.3048
1 码	0.9144	91.44	0.9144
1 英里	1609	1.609×10^5	1609
1 海里	1852	1.852×10^5	1852
质 量	千 克	克	工程 质量 单位
1 克	10^{-3}	1	1.02×10^{-4}
1 千克	1	10^3	0.102
1 磅	0.4536	453.6	4.63×10^{-2}
1 原子质量单位	1.66057×10^{-27}	1.66057×10^{-24}	1.69331×10^{-23}
力	牛 顿	达 因	公 斤 (力)
1 牛顿	1	10^5	0.102
1 达因	10^{-5}	1	1.02×10^{-6}
1 公斤 (力)	9.81	9.81×10^5	1
1 磅 (力)	4.448	4.448×10^5	0.4536
压 力	帕 斯 卡	达 因 / 厘 米 ²	公 斤 (力) / 厘 米 ²
1 帕斯卡	1	10	0.102
1 达因/厘米 ²	10^{-1}	1	1.02×10^{-2}
1 公斤 (力) / 厘米 ²	9.8×10^4	9.8×10^5	10^4
1 毫巴	10^2	10^3	10.2
1 大气压	1.01325×10^5	1.01325×10^6	1.033×10^4
1 磅/英寸 ²	6.894×10^3	6.894×10^4	703

1-2 常用能量、功率单位换算

单位名称	国际制	厘米·克·秒制	米·公斤(力)·秒制
能 量	焦 尔	尔 格	公斤(力)·米
1 焦尔	1	10^7	0.102
1 尔格	10^{-7}	1	1.02×10^{-8}
1 卡	4.1868	4.1868×10^7	0.427
1 兆电子伏	1.60219×10^{-13}	1.60219×10^{-6}	1.63×10^{-14}
1 千瓦时	3.6×10^6	3.6×10^{13}	3.67×10^3
1 千吨梯恩梯当量	4.1868×10^{12}	4.1868×10^{19}	4.27×10^{11}
单 位 名 称	国 际 制	厘 米 · 克 · 秒 制	米 · 公 斤 (力) · 秒 制
功 率	瓦	尔格/秒	公斤(力)·米/秒
1 瓦	1	10^7	0.102
1 尔格/秒	10^{-7}	1	0.102×10^{-8}
1 公斤(力)·米/秒	9.81	9.81×10^7	1
1 马力	736	7.36×10^8	75

1-3 常用光辐射能量单位换算

单位(代号)	国际制	厘米·克·秒制
单色亮度 B_λ , 光谱辐射强度 I_λ	瓦/(米 ² ·球面度)	尔格/(厘米 ² ·秒·球面度)
1 瓦/(米 ² ·球面度·埃)	10^{10}	10^{11}
1 尔格/(厘米 ² ·球面度·埃·秒)	10^7	10^8
1 卡/(厘米 ² ·球面度·埃·秒)	4.1868×10^{14}	4.1868×10^{15}
单色照度 E_λ , 单色面辐射度	瓦/米 ²	尔格/(厘米 ² ·秒)
1 瓦/(米 ² ·埃)	10^{10}	10^{11}
1 尔格/(厘米 ² ·埃·秒)	10^7	10^8
1 卡/(厘米 ² ·埃·秒)	4.1868×10^{14}	4.1868×10^{15}
亮度 B , 辐射强度 I	瓦/(米 ² ·球面度)	尔格/(厘米 ² ·秒·球面度)
1 瓦/(米 ² ·球面度)	1	10^3
1 尔格/(厘米 ² ·秒·球面度)	10^{-3}	1
1 卡/(厘米 ² ·秒·球面度)	4.1868×10^4	4.1868×10^7
照度 E , 面辐射度	瓦/米 ²	尔格/(厘米 ² ·秒)
1 瓦/米 ²	1	10^3
1 尔格/(厘米 ² ·秒)	10^{-3}	1
1 卡/(厘米 ² ·秒)	4.1868×10^4	4.1868×10^7
光 冲 量	焦尔/米 ²	尔格/厘米 ²
1 焦尔/米 ²	1	10^8
1 尔格/厘米 ²	10^{-8}	1
1 卡/厘米 ²	4.1868×10^4	4.1868×10^7

1.4 常用电磁单位换算

量	单位名称	国际单位制	CGSE	CGSM	高斯制
电量、电荷	1 库仑	1	$10c$	10^{-1}	$10c$
	1 CGSE	$10^{-1}c^{-1}$	1	$10^{-1}c^{-1}$	1
	1 CGSM	10	10^2c	1	10^2c
电流	1 安培	1	$10c$	10^{-1}	$10c$
	1 CGSE	$0.1c^{-1}$	1	$10^{-1}c^{-1}$	1
	1 CGSM	10	10^2c	1	10^2c
电位差	1 伏特	1	10^6c^{-1}	10^8	10^6c^{-1}
	1 CGSE	$10^{-6}c$	1	10^2c	1
	1 CGSM	10^{-8}	$10^{-1}c^{-1}$	1	$10^{-2}c^{-1}$
电容	1 法拉	1	$10^{-9}c^2$	10^{-9}	$10^{-9}c^2$
	1 CGSE	10^9c^{-2}	1	$10^{-4}c^{-2}$	1
	1 CGSM	10^9	10^4c^2	1	10^4c^2
电阻	1 欧姆	1	10^9c^{-2}	10^9	10^9c^{-2}
	1 CGSE	$10^{-9}c^2$	1	10^4c^2	1
	1 CGSM	10^{-7}	$10^{-4}c^{-2}$	1	$10^{-4}c^{-2}$
电感	1 亨利	1	10^9c^{-2}	10^9	10^9
	1 CGSE	$10^{-9}c^2$	1	10^4c^2	10^4c^2
	1 CGSM	10^{-9}	$10^{-4}c^{-2}$	1	1
电场强度	1 伏/米	1	10^4c^{-1}	10^6	10^4c^{-1}
	1 CGSE	$10^{-4}c$	1	10^2c	1
	1 CGSM	10^{-6}	$10^{-2}c^{-1}$	1	$10^{-2}c^{-1}$
磁场强度	1 安培/米	1	$0.4\pi c$	$4\pi 10^{-3}$	$4\pi 10^{-3}$
	1 CGSE	$(0.4\pi c)^{-1}$	1	$10^{-3}c^{-1}$	$10^{-3}c^{-1}$
	1 奥斯忒	$250\pi^{-1}$	10^2c	1	1
磁通量	1 韦伯	1	10^6c^{-1}	10^8	10^8
	1 CGSE	$10^{-6}c$	1	10^2c	10^2c
	1 麦克斯韦	10^{-8}	$10^{-2}c^{-1}$	1	1
磁通密度、磁感应强度	1 特斯拉	1	10^2c^{-1}	10^4	10^4
	1 CGSE	$10^{-2}c$	1	10^2c	10^2c
	1 高斯	10^{-4}	$10^{-2}c^{-1}$	1	1

表中光速 $c=299,792,458$ (米/秒)

一、常用辐射量单位

辐射量单位在历史上经历了不少演变。近年来有关国际机构规定了新的辐射量单位（即国际制单位），但旧的辐射量单位（即专用单位）沿用已久，不易在短期内彻底废除，因此目前新旧单位暂时并用。

1.5 常用辐射量单位及换算关系

物理量	国际制单位			专用单位	
	名称	符号	量纲	名称	符号
放射性强度	贝可[勒尔]	Bq	秒 ⁻¹	居里	Ci
照射量	(未定名称)		库仑·千克 ⁻¹	伦琴	R
吸收剂量	戈[瑞]	Gy	焦耳·千克 ⁻¹	拉德	rad
剂量当量	希[沃特]	Sv	焦耳·千克 ⁻¹	雷姆	rem

二、辐射量单位定义及换算关系

(1) 放射性强度单位

每秒发生 3.7×10^{10} 次衰变的放射性强度称为1居里。每秒发生一次衰变的放射性强度称为1贝可[勒尔]。

$$1 \text{ 居里} = 3.7 \times 10^{10} \text{ 贝可[勒尔]}$$

$$1 \text{ 贝可[勒尔]} = 2.703 \times 10^{-11} \text{ 居里}$$

(2) 照射量单位

X射线或γ射线使标准状态的空气每立方厘米(或0.001293克)产生的离子电量正负各为1静电单位(或 2.08×10^9 离子时)的照射量称为1伦琴。国际单位制未定名称,它是在1千克质量的空气中产生的离子电量正负各为1库仑的照射量。

$$1 \text{ 伦琴} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ 库仑} \cdot \text{千克}^{-1}$$

$$1 \text{ 库仑} \cdot \text{千克}^{-1} = 3.877 \times 10^3 \text{ 伦琴}$$

(3) 吸收剂量单位

每克受照射物质吸收100尔格能量的吸收剂量称为1拉德。每千克受照射物质吸收1焦耳能量的吸收剂量称为1戈[瑞]。

$$1 \text{ 拉德} = 0.01 \text{ 戈[瑞]}$$

$$1 \text{ 戈[瑞]} = 100 \text{ 拉德}$$

(4) 剂量当量单位

在生物组织中某一点的剂量当量 H 为:

$$H = DQN$$

其中 D 是吸收剂量, Q 是品质因子, N 是所有其他修正因子的乘积。 Q 、 N 的取值可参考国际计量局,国际辐射单位和测量委员会,国际放射防护委员会和国际原子能机构等机构出版物的推荐值。

当吸收剂量的单位为拉德时,剂量当量的单位为雷姆,当吸收剂量的单位为戈瑞时,剂量当量的单位为希[沃特]。

$$1 \text{ 雷姆} = 0.01 \text{ 希[沃特]}$$

$$1 \text{ 希[沃特]} = 100 \text{ 雷姆}$$

(4) 伦琴与拉德单位之间的关系。

$$1 \text{ 伦} = 0.78 \text{ 拉德 (我国人体模型)}$$

$$1 \text{ 伦} = 0.91 \text{ 拉德 (硅)}$$

$$1 \text{ 伦} = 0.88 \text{ 拉德 (碳)}$$

2. 核爆炸环境基本参数

2-1 近地面大气成分的体积百分比

成分	%	成分	%	成分	%
N	78.09	Ne	1.8×10^{-3}	O ₃	1×10^{-4}
O	20.95	He	5.2×10^{-4}	N ₂ O	2.8×10^{-5}
Ar	0.93	CH ₄	1.6×10^{-4}	X	8×10^{-6}
CO ₂	0.03	Kr	1×10^{-4}	水蒸气	

2-2 地壳和土壤的成分

(重量百分比W, %, 原子数百分比A, %)

元素	地壳		土壤	
	W, %	A, %	一般土壤 W, %	戈壁土壤 A, %
O	49.4	54.9	50	50
Si	25.75	16.3	25	25
Al	7.51	4.96	8	5
Fe	4.70	1.5	5	4
Ca	3.4	1.5	4	8
Na	2.64	2.05	1.5	2
K	2.4	1.09	2.5	2
Mg	1.94	1.43	2	2
Mn	0.08	0.027	0.07	0.08
H	0.88	15.6	>0.5	0.5

2-3 海水成分

元素	O	H	Cl	Na	Mg
重量百分比%	85.94	10.80	1.898	1.056	0.1272

3. 核爆炸产生各种辐射和 α 、 β 粒子的基本参数

3.1 电磁辐射的基本特性

电磁辐射		波 长 λ (cm)	频 率 ν (周/秒)	电子能量 E (eV)	辐射来源
	γ 射线	10^{-11} — 10^{-9}	3×10^{21} — 3×10^{19}	1.24×10^7 — 1.24×10^5	弹体内外核反应 弹体高温辐射
	X射线	10^{-9} — 10^{-6}	3×10^{19} — 3×10^{16}	1.24×10^5 — 1.24×10^3	
	极远紫外线	10^{-6} — 2×10^{-5}	3×10^{16} — 1.5×10^{15}	1.24×10^2 — 6.2×10^0	火球辐射
	远紫外线	2×10^{-5} — 3×10^{-5}	1.5×10^{15} — 10^{15}	6.2×10^0 — 4.13×10^0	
	近紫外线	3×10^{-5} — 4×10^{-5}	10^{15} — 7.5×10^{14}	4.13×10^0 — 3.1×10^0	
	可见光	4×10^{-5} — 7.6×10^{-5}	7.5×10^{14} — 4×10^{14}	3.1×10^0 — 1.63×10^0	
	近红外线	7.6×10^{-5} — 1.5×10^{-4}	4×10^{14} — 2×10^{14}	1.63×10^0 — 8.3×10^{-1}	
	中红外线	1.5×10^{-4} — 6×10^{-4}	2×10^{14} — 5×10^{13}	8.3×10^{-1} — 2.07×10^{-1}	
	远红外线	6×10^{-4} — 10^{-1}	5×10^{13} — 3×10^{11}	2.07×10^{-1} — 1.24×10^{-3}	
无线电波	微波	10^{-1} — 3×10^1	3×10^{11} — 10^9	1.24×10^{-3} — 4.13×10^{-6}	NEMP
	短波	3×10^1 — 10^4	10^9 — 3×10^6	4.13×10^{-6} — 1.24×10^{-8}	
	中波	10^4 — 10^5	3×10^6 — 3×10^5	1.24×10^{-8} — 1.24×10^{-9}	
	长波	10^5 — 10^7	3×10^5 — 3×10^3	1.24×10^{-9} — 1.24×10^{-11}	

3.2 γ 射线在Al、Fe、Cu、Pb、水、混凝土中的线性吸收系数 (厘米⁻¹)

能 量 (MeV)	Al	Fe	Cu	Pb	水	混凝土
0.05	0.832	14.30	21.85	82.81	0.212	0.81
0.06	0.640	8.646	13.11	50.82	0.196	0.61
0.08	0.484	4.229	6.208	23.48	0.178	0.45
0.10	0.421	2.617	3.702	60.35	0.167	0.39
0.20	0.321	1.069	1.293	10.58	0.136	0.29
0.40	0.248	0.718	0.813	2.439	0.106	0.22
0.60	0.209	0.56	0.668	1.327	0.0896	0.18
0.80	0.184	0.520	0.582	0.953	0.0786	0.16
1.00	0.165	0.469	0.522	0.771	0.0708	0.15
1.50	0.135	0.382	0.426	0.557	0.0575	0.11
2.00	0.116	0.333	0.373	0.512	0.0493	0.10
3.00	0.0959	0.283	0.319	0.472	0.0396	0.08
4.00	0.0838	0.260	0.296	0.472	0.0339	0.073
5.00	0.0765	0.248	0.284	0.481	0.0301	0.066
6.00	0.0719	0.240	0.276	0.491	0.0275	0.062
8.00	0.0655	0.233	0.271	0.577	0.0240	0.056
10.0	0.0621	0.234	0.273	0.554	0.0219	0.053

3-3 β 粒子在各种物质中的射程

电子能量 (MeV)	生物组织 (克/厘米 ²)	水 (厘米)	Al (毫米)	空气 (厘米)	Fe (毫米)	Cu (毫米)	Pb (毫米)
0.01	2.47×10^{-4}	2.44×10^{-3}	1.30×10^{-3}	0.223	5.43×10^{-4}	5.11×10^{-4}	7.26×10^{-4}
0.03	1.73×10^{-3}	2.71×10^{-3}	0.87×10^{-2}	1.547	3.49×10^{-3}	3.24×10^{-3}	3.91×10^{-3}
0.05	4.27×10^{-3}	4.21×10^{-3}	2.11×10^{-2}	3.805	8.36×10^{-3}	7.73×10^{-3}	8.91×10^{-3}
0.07	7.68×10^{-3}	7.59×10^{-3}	3.78×10^{-2}	6.289	1.43×10^{-2}	1.37×10^{-2}	1.53×10^{-2}
0.10	1.42×10^{-2}	1.40×10^{-2}	7.00×10^{-2}	12.61	2.69×10^{-2}	2.48×10^{-2}	2.73×10^{-2}
0.30	8.36×10^{-2}	8.26×10^{-2}	4.00×10^{-1}	19.64	1.53×10^{-1}	1.40×10^{-1}	1.45×10^{-1}
0.50	1.75×10^{-1}	1.74×10^{-1}	8.30×10^{-1}	154.7	3.15×10^{-1}	2.88×10^{-1}	2.91×10^{-1}
0.70	2.76×10^{-1}	2.73×10^{-1}	1.30	242.8	4.92×10^{-1}	4.48×10^{-1}	4.44×10^{-1}
1.00	4.33×10^{-1}	4.30×10^{-1}	2.03	379.7	7.63×10^{-1}	6.95×10^{-1}	6.73×10^{-1}
1.50	6.98×10^{-1}	6.95×10^{-1}	3.27	603.2	1.22	1.10	1.04
2.00	9.60×10^{-1}	9.61×10^{-1}	4.48	815.2	1.67	1.50	1.38
3.00	1.47	1.48	6.85	1276.1	2.52	2.28	2.02
4.00	1.96	2.00	9.19	1709.2	3.34	3.00	2.58
5.00	2.44	2.50	11.4	2095.9	4.11	3.69	3.10
7.00	3.36	3.47	15.7	2900.2	5.57	4.98	4.02
9.00	4.24	4.42	19.7	3650.4	6.92	6.17	4.82
1.00	4.66	4.88	21.6	4013.9	7.55	6.73	5.18

3-4 α 粒子在各种物质中的射程

能量 (MeV)	空气 (厘米)	木材 (微米)	水 (微米)	土壤 (微米)	Al (微米)	Fe (微米)
0.2	0.18	2.7	2.4	1.6	1.1	0.55
0.5	0.32	4.9	4.3	2.9	2.0	1.0
1.0	0.55	8.4	7.5	4.9	3.4	1.7
1.5	0.80	12.2	10.9	7.2	4.9	2.4
2.0	1.05	16.0	14.3	9.4	6.5	3.2
2.5	1.35	20.6	18.3	12.1	8.3	4.1
3.0	1.73	26.3	23.5	15.5	10.6	5.2
4.0	2.50	38.1	33.9	22.4	15.4	7.6
5.0	3.50	53.3	47.5	31.4	21.6	10.6
6.0	4.60	70.2	62.5	41.2	28.3	13.9
7.0	5.95	90.7	80.8	53.3	36.6	18.0
8.0	7.40	112.8	100.4	66.3	45.6	22.4
9.0	8.99	136.9	122.1	80.5	55.4	27.3
10.0	10.6	161.5	143.9	95.0	65.3	32.1

