“十二五”国家重点出版物出版规划项目
新概念动能武器系列丛书

电磁动能武器电源技术

赵科义　李治源　向红军　编著

科创论坛
WWW.KECHUANG.ORG
SINCE 2007

兵器工业出版社

内 容 简 介

电磁动能武器是在脉冲大电流的激励下工作的，电磁动能武器电源技术实际上是如何产生所需脉冲大电流的技术。本书较为系统、全面地论述了电磁动能武器电源技术，包括不同类型的脉冲大电流的产生方法、测量技术及其军事应用等。考虑到脉冲大电流技术是与高电压试验技术、脉冲功率技术密切关联的，所以首先简要介绍了高电压试验技术、脉冲功率技术和脉冲大电流技术之间的关系，以及技术特征与功能等，然后系统阐述了基于电容储能、电感储能、惯性储能及利用化学能工作的电磁动能武器电源技术，随后详尽讨论了电磁动能武器电源中所涉及的开关技术与脉冲大电流测量技术，最后介绍了电磁动能武器电源技术在新概念武器领域中的应用。

此书可供脉冲大电流技术、脉冲功率技术、高电压与绝缘技术、电磁发射技术、新概念武器技术等相关领域中的教学、科研人员使用，也可作为该专业领域研究生的教学参考书。

图书在版编目（CIP）数据

电磁动能武器电源技术 / 赵科义，李治源，向红军编著. -- 北京 : 兵器工业出版社，2015.12
（新概念动能武器系列丛书 / 李治源主编）
“十二五”国家重点出版物出版规划项目
ISBN 978-7-5181-0010-1

Ⅰ. ①电… Ⅱ. ①赵… ②李… ③向… Ⅲ. ①电磁脉冲－动能武器－武器电源－技术－研究 Ⅳ. ①TJ866

中国版本图书馆CIP数据核字(2015)第098017号

出版发行：兵器工业出版社
发行电话：010－68962596，68962591
邮　　编：100089
社　　址：北京市海淀区车道沟10号
经　　销：各地新华书店
印　　刷：北京圣夫亚美印刷有限公司
版　　次：2015年12月第1版第1次印刷

责任编辑：林利红
封面设计：揽胜视觉
责任校对：郭　芳
责任印制：王京华
开　　本：710×1000　1/16
印　　张：20
字　　数：366千字
定　　价：48.00元

（版权所有　翻印必究　印装有误　负责调换）

《新概念动能武器系列丛书》
编审委员会

主　编：李治源

副主编：胡金锁

顾　问：王　莹

编　委：李小鹏　向红军　赵科义　张明安
张　倩　张亚东　周国印　陈庆昌
褚庆国　胡森哲　雷　彬　李　兵
李　超　李惠元　林秀梅　吕庆敖
王育维　杨　帆　俞海燕　辛建国
石志彬　王晓方　卢志刚　李金胜
樊向武　金　灿　王志刚

丛书序言

人类的军事科技发展历史几乎与人类的历史一样漫长，在漫长的发展过程中，人们总是将最先进、最前沿的科学技术首先应用到军事领域，创造出各种各样的武器。从最早的石头、标枪、弓箭开始，直到如今门类齐全、类型众多的新概念武器。

武器的最终目的是杀伤敌人、毁伤目标。从目前的毁伤技术来说，尽管定向能（高功率微波武器和强激光武器）、声能（次声和噪声武器）、生物能（基因武器）、化学能（化学武器）和核能（核武器）等新型毁伤技术不断发展，但受到国际政治、战场环境、作战对象和毁伤效能等各方面的影响，尚难以广泛应用于军事行动；而动能毁伤以其针对目标广泛、毁伤范围可控、毁伤时效快速等特点，使得动能武器成为武器装备发展的主流。因此，以动能毁伤为目标的各类新概念动能武器受到了世界各国的重视也成为了目前新概念武器研究领域的热点，特别是以电能为发射能源的电磁发射动能武器技术方兴未艾。20 世纪 80 年代，电磁轨道炮首次实现了超高速发射，经过不懈努力，电磁轨道炮的最大炮口动能已超越现役的大口径火炮，高功率脉冲电源、轨道烧蚀和刨削等关键技术也已基本突破，随着高功率脉冲电源小型化技术、一体化弹药技术和系统集成与热管理技术的不断进步，新概念动能武器将在不久的将来率先实现军事应用。

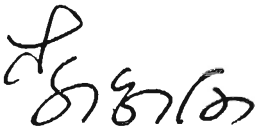
在新概念动能武器发展过程中，我国紧跟世界兵器科学发展动态，从最开始的动态跟踪、理论探索、验证试验，到今天成为国际电磁发射技术委员会中的重要成员，前后经历了 30 多年的漫长过程。多年来，几代人本着“科技强军”的理想，自力更生，艰苦奋斗，为发展我国新概念动能武器技术，增强我国国防力量做出了无私的奉献，也培育、锻炼了一支成熟的高素质队伍。同时，也可以预见，要实现新概念动能武器的军事应用，还需要继续坚持不懈的努力，克服一系列的科学难关，同时也需要一大批年轻的、杰出的人才投入这个领域，为发展我国的兵器科学而奋斗。

本丛书的编写，既是系统总结 30 多年来积累的宝贵财富，为从事新概

念动能武器研究的专业技术人员提供借鉴和参考，也可为刚进入这一领域的科学工作者提供帮助以尽快熟悉本领域的情况，在较高的起点上开展工作，也能作为与本专业有关的院校、研究所和部队的教学参考材料。

本丛书主要涵盖了电热化学发射技术、电磁轨道发射技术、电磁线圈发射（弹射）技术、电磁装甲防护技术的概述、原理、应用及相关理论与关键技术。

在本丛书的编写过程中，得到了有关单位和领导的大力帮助和支持。主要拟稿者都是本领域各单位具有扎实理论功底和丰富实践经验的学术带头人和技术骨干。经过反复审校、修改补充，本丛书终于编印出版，对参与本丛书编写、出版的所有人员在此一并表示衷心的感谢。



前　言

近年来，随着电磁动能武器的快速发展，其对电源技术的应用需求日趋迫切。电源技术作为电磁动能武器技术中的一项关键技术，其技术水平不仅制约着电磁动能武器的发展，而且严重制约着电磁动能武器的实际应用。就电磁动能武器而言，其工作过程中离不开脉冲大电流的驱动作用。因此，从这个角度而言，电磁动能武器电源技术本质上属于脉冲大电流技术。脉冲大电流技术不仅可用于电磁动能武器，而且还可用于电磁脉冲武器、电激励的强激光武器、粒子束武器等。而脉冲大电流技术是与脉冲功率技术息息相关、密不可分的，其本质上都遵循能量压缩原理，只是其侧重点不同。脉冲功率技术对能量在时间尺度上的压缩有着更高的要求，所获得的电脉冲功率非常高、作用时间非常短，一般在微秒、纳秒量级；而脉冲大电流技术则更侧重于在负载上获得所需的脉冲大电流，对能量在时间尺度上的压缩要求相对较低。此外，负载特性差异决定了其所需的驱动脉冲电流波形上的不同，比如轨道炮工作时通常需要毫秒量级的脉冲大电流，而高功率微波武器工作时通常需要纳秒量级，甚至更短的电脉冲。

国内关于脉冲功率技术方面的著作较多，如《高功率脉冲电源》《脉冲功率技术》《实用脉冲功率技术引论》《高功率脉冲技术》及《脉冲功率科学与技术》等，其中以《脉冲功率科学与技术》一书最为系统、最为全面。而涉及脉冲大电流技术方面的著作却较少，主要有《冲击大电流技术》《脉冲电流技术》和《大电流能量技术与应用》。《冲击大电流技术》和《脉冲电流技术》讲述了电容器储能的脉冲大电流产生原理及相关技术；《大电流能量技术与应用》是一本译著，它仅利用一章对脉冲大电流技术做了笼统的介绍，缺乏较深入的理论分析。因此，围绕电磁动能武器电源技术撰写一部系统阐述脉冲大电流产生技术与原理方面的著作尤为必要，这就是撰写本书的初衷。

早期冲击大电流试验装置中，其开关一般是采用隔离间隙开关，主要是利用隔离间隙开关中的绝缘介质被击穿而接通放电回路以获取冲击大电流的。因此，《冲击大电流技术》一书采用了“冲击大电流”“冲击电流发生器”和“冲击大电流装置”等术语。但近年来随着大功率半导体开关技术的发展，脉冲大电流装置中已经开始使用大功率半导体开关。在这种

情况下，脉冲大电流的产生已不再局限于仅仅通过开关绝缘介质的击穿而接通放电回路，因此仍采用“冲击大电流”等术语有些不妥，为此在本书的撰写过程中有时采用了“脉冲大电流”这一术语。但为了便于与早期书籍相衔接，有时仍采用了“冲击大电流”等术语。

在电磁动能武器电源中，储能装置是必不可少的。储能方式上的不同会直接影响电磁动能武器电源产生脉冲大电流的机理及方法，因此本书依据储能方式的不同对电磁动能武器电源技术进行了科学分类，将其分为基于电容储能、电感储能、惯性储能和利用化学能工作的电磁动能武器电源技术。此外，脉冲功率开关技术和脉冲大测量技术在电磁动能武器电源中占有很重要的地位和作用，故在本书中对开关技术和测量技术做了较详尽的阐述。最后简要介绍了电磁动能武器电源技术在新概念武器领域中的相关应用。

在本书的撰写过程中，重点参考了《高电压试验技术》《高功率脉冲技术》《高功率脉冲电源》《脉冲功率科学与技术》《脉冲电流技术》及《冲击大电流技术》等著作。没有前人所做的研究工作及所取得的这些研究成果，本书的撰写工作就难以完成，为此特向前人及上述著作的作者表示衷心的感谢。此外，撰写过程中还得到了王莹教授的指导以及军械工程学院新概念研究所全体同志的大力支持，在此一并表示感谢。

由于本人学识和水平有限，在本书撰写过程中难免会出现错误或纰漏，不足之处恳请同行专家和读者批评指正。

赵科义

2015 年 10 月

目　录

第 1 章　绪论 …… 1
1.1　高电压试验技术概述 …… 1
1.1.1　交流高电压试验设备及线路 …… 2
1.1.2　高电压试验系统的功能及应用 …… 2
1.1.3　对高电压试验变压器的要求 …… 3
1.2　脉冲功率技术概述 …… 4
1.2.1　脉冲功率技术的概念及基本原理 …… 4
1.2.2　脉冲功率技术的技术特征 …… 4
1.2.3　脉冲功率装置的系统组成及应用 …… 5
1.3　脉冲大电流技术概述 …… 6
1.3.1　脉冲大电流技术的相关应用 …… 7
1.3.2　脉冲大电流波形及波形参数 …… 7
1.3.3　脉冲大电流产生的技术途径 …… 9
第 2 章　电容储能的电磁动能武器电源技术 …… 11
2.1　系统组成及工作原理 …… 11
2.1.1　系统组成及回路功能 …… 11
2.1.2　充电回路及其理论分析 …… 13
2.1.3　脉冲电容器的恒流充电技术 …… 15
2.1.4　放电回路及其理论分析 …… 22
2.2　脉冲电流发生器放电回路的参数设计 …… 26
2.2.1　放电回路阻尼系数和脉冲电流波形参数的关系 …… 26
2.2.2　线性放电回路电参数的设计 …… 29
2.2.3　非线性放电回路电参数分析及设计 …… 31
2.2.4　调波电阻的设计 …… 39
2.2.5　特殊非振荡脉冲电流发生器 …… 42
2.3　脉冲电流发生器的结构及布局设计 …… 44
2.3.1　脉冲电流发生器的电路结构 …… 45
2.3.2　脉冲电流发生器的结构布局 …… 46

2.4 储能脉冲电容器的保护 …… 47
2.4.1 保护措施及保护方法 …… 47
2.4.2 吸能电阻 …… 48
2.5 方波脉冲电流发生器 …… 49
2.5.1 方波脉冲电流的产生方法 …… 49
2.5.2 2ms 方波脉冲电流发生器回路结构 …… 52
2.5.3 方波脉冲电流发生器回路中的调波电感 …… 53
2.5.4 方波脉冲电流发生器回路参数的设计及分析 …… 54
2.5.5 方波脉冲电流发生器回路实例分析 …… 60
2.6 组合波发生器 …… 61
2.6.1 组合波及其试验 …… 62
2.6.2 组合波发生器回路参数的设计及分析 …… 65
2.6.3 组合波发生器的仿真及试验 …… 67
2.6.4 特殊组合波发生器回路的设计及分析 …… 69
2.6.5 组合波的相位跟踪技术 …… 73
第 3 章 电感储能的电磁动能武器电源技术 …… 77
3.1 基本电路及充电分析 …… 77
3.1.1 电感储能的基本电路 …… 77
3.1.2 电感储能的充电分析 …… 79
3.2 单级电感储能的转换放电 …… 82
3.2.1 电阻性转换电路 …… 84
3.2.2 电容性转换电路 …… 92
3.3 多级电感储能的脉冲大电流技术 …… 98
3.3.1 多级储能电感串联充电并联放电的方法 …… 98
3.3.2 多级 MEATGRINDER 电路 …… 102
第 4 章 惯性储能的电磁动能武器电源技术 …… 107
4.1 单极发电机 …… 107
4.1.1 基本原理 …… 108
4.1.2 单极发电机的类型及特点 …… 110
4.1.3 自激式单极发电机 …… 111
4.2 脉冲交流发电机 …… 115
4.2.1 脉冲交流发电机的类型及原理 …… 116
4.2.2 补偿的等效电路模型及分析 …… 120
4.2.3 带开关的两轴被动补偿问题 …… 123
4.2.4 两相被动补偿脉冲交流发电机模型及分析 …… 127

4.2.5 补偿脉冲交流发电机脉冲成形机理及分析 …… 131
4.3 9MJ 轨道炮试验验证用补偿脉冲交流发电机 …… 135
4.4 轨道炮对脉冲交流发电机输出特性的要求 …… 140
第 5 章 利用化学能的电磁动能武器电源技术 …… 142
5.1 磁通压缩发生器 …… 142
5.1.1 磁通压缩发生器的基本工作原理 …… 143
5.1.2 磁通压缩发生器等效电路模型及分析 …… 144
5.2 变形式磁通压缩发生器 …… 147
5.2.1 条状磁通压缩发生器 …… 149
5.2.2 平板型磁通压缩发生器 …… 150
5.2.3 螺旋型磁通压缩发生器 …… 152
5.2.4 同轴型磁通压缩发生器 …… 154
5.2.5 球形磁通压缩发生器 …… 156
5.3 增大互感的磁通压缩发生器 …… 157
5.3.1 电枢轴向运动的磁通压缩发生器 …… 157
5.3.2 电枢径向运动的磁通压缩发生器 …… 159
5.4 可重复使用的磁通压缩发生器 …… 160
5.4.1 轨道增强型磁通压缩发生器 …… 160
5.4.2 螺旋 - 活塞型磁通压缩发生器 …… 162
5.5 磁通压缩发生器的限制性因素 …… 165
5.5.1 磁通损失 …… 165
5.5.2 强磁场效应 …… 166
5.5.3 内部过电压问题 …… 166
5.6 脉冲磁流体发电机 …… 167
5.6.1 磁流体发电机的理论基础 …… 168
5.6.2 爆炸等离子体磁流体发电机 …… 172
5.6.3 脉冲等离子体磁流体发电机 …… 176
5.6.4 磁通压缩发生器励磁的脉冲磁流体发电机 …… 178
第 6 章 脉冲功率开关技术 …… 180
6.1 间隙开关工作的物理基础 …… 182
6.1.1 气体放电的特征 …… 182
6.1.2 气体电离的物理过程 …… 183
6.2 气体火花间隙开关 …… 187
6.2.1 触发管型三电极间隙开关 …… 187
6.2.2 场畸变型三电极间隙开关 …… 197

6.3 触发真空开关…… 201
6.3.1 平面电极型触发真空开关…… 201
6.3.2 同轴电极型触发真空开关…… 203
6.3.3 杆状电极型触发真空开关…… 204
6.3.4 金属等离子体电弧开关…… 204
6.4 伪火花开关…… 207
6.4.1 伪火花放电现象及其特点…… 207
6.4.2 伪火花开关的工作原理…… 208
6.4.3 伪火花开关的自击穿特性…… 210
6.4.4 伪火花开关的触发特性…… 218
6.5 固体开关…… 228
6.5.1 功率半导体开关…… 228
6.5.2 介质表面放电开关…… 232
6.5.3 光导开关…… 235
6.5.4 磁开关…… 237
6.6 电爆炸导体断路开关…… 240
6.6.1 导体电爆炸现象及物理机理…… 240
6.6.2 电爆炸导体材料的选取…… 245
6.7 等离子体融蚀断路开关…… 246
6.7.1 对一般电感储能的断路转换机理…… 247
6.7.2 对强流加速器的转换机理…… 249
6.8 机械式断流器…… 252
6.8.1 真空断流器…… 252
6.8.2 波纹式断流器…… 252
第7章 电磁动能武器电源放电电流及试验电压测量 …… 254
7.1 电磁动能武器电源放电电流的测量…… 254
7.1.1 分流器法…… 255
7.1.2 Rogowski 线圈法…… 259
7.1.3 磁光效应法…… 264
7.2 电磁动能武器电源试验高电压的测量…… 268
7.2.1 电阻分压器…… 269
7.2.2 电容分压器…… 275
7.2.3 阻容分压器…… 276
第8章 电磁动能武器电源技术的相关应用 …… 279
8.1 驱动电磁动能武器…… 279

8.2 泵浦电激励的激光武器 …… 284
8.2.1 泵浦 CO_2 气体激光器 …… 284
8.2.2 泵浦准分子激光器 …… 285
8.2.3 泵浦自由电子激光器 …… 288
8.2.4 泵浦 X 射线激光 …… 291
8.3 激励电磁脉冲武器 …… 293
8.4 作为粒子束武器的能源 …… 298
8.5 用于电装甲防护领域 …… 299
参考文献 …… 302

第1章 绪 论

近年来，随着电磁动能武器的快速发展，其对电源技术的应用需求日趋迫切。电源技术作为电磁动能武器技术中的一项关键技术，其技术水平不仅制约着电磁动能武器的发展，而且严重制约着电磁动能武器的实际应用。就电磁动能武器而言，其工作过程中离不开脉冲大电流的驱动作用。因此，从这个角度而言，电磁动能武器电源技术本质上属于脉冲大电流技术。脉冲大电流技术是与高电压试验技术、脉冲功率技术紧密相关的一门试验技术。脉冲大电流技术是产生脉冲大电流的试验技术；高电压试验技术则是产生试验高电压的试验技术。脉冲功率技术主要是指产生纳秒量级高压脉冲，并以该高压脉冲来驱动真空二极管等负载获取强流电子束或强流离子束的试验技术。正是由于脉冲大电流技术与高电压试验技术、脉冲功率技术密切相关，所以这里一并对其进行简要介绍。

1.1 高电压试验技术概述

高电压试验技术的主要功能是产生所需的试验高电压，包括交流高电压、直流高电压、雷电冲击波高电压和操作冲击波高电压。对于试品低于330kV级的高电压实验室可不考虑操作波冲击高电压；对于一般的高电压实验室而言，它通常应具备产生上述高电压的试验设备。

高电压实验室的水平或等级通常是以它能提供的试验电压等级来区分的，如200kV级、500kV级、750kV级及1000kV级等。高电压实验室水平等级的高低主要取决于它所从事的任务。因此，在确定高电压实验室的水平等级时需根据其任务而定。高电压实验室的设备种类和参数高低也需由所要研究的电力设备的电压等级而定。在确定电压等级之后，即可从试验标准中找出相应于这个等级的电力设备的最大试验电压值。我国现行的标准可参考文献［1］附录部分的表A9－A11。实验室设备的额定电压应大于所需的最大试验电压值。

高电压试验技术的研究对象是各种形态的高电压和各种性能的介质，需

要有各种高电压的测量设备来研究介质在各种高电压作用下的物理现象。

1.1.1 交流高电压试验设备及线路

交流高电压通常是由交流高电压试验设备产生的，而交流高电压试验设备主要是指高电压试验变压器。试验变压器的试验线路如图 1－1 所示。

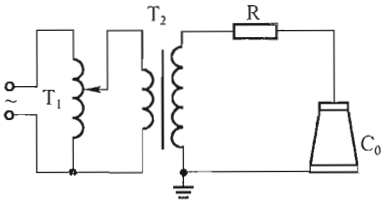


图 1－1 试验变压器试验接线

图 1－1 中，T_1 为调压器，T_2 为试验变压器，R 为保护电阻，C_0 为试品。一般情况下，试品 C_0 一端接地；高压试验变压器高压绕组的一端接地，另一端用高压套管引出，经保护电阻 R 接到试品的高压端。电阻 R 用来防止试品放电时所发生的电压截波对变压器绕组纵绝缘的损坏，同时它也起着抑制试品闪络时所造成的恢复过电压的作用和限制过电流的作用。保护电阻 R 的阻值一般由试验变压器厂提供，它的保守数值可按 0.1Ω/V 选取，但不超过 100kΩ。保护电阻 R 可由金属丝绕成。当环境温度高于 0℃时，也可采用水电阻。水电阻的长度可按每米 150～200kV 的有效值选取。

1.1.2 高电压试验系统的功能及应用

电力系统中的电气设备，其绝缘部不仅经常受到工作电压的作用，而且还会受到大气过电压和内部过电压的侵袭。高电压试验变压器的功能在于产生工频高电压，使之作用在被试电气设备的绝缘部上，以检验其能否在长时工作电压条件下和瞬时过电压条件下可靠工作。此外，高电压试验变压器也是研究高压输电线路的气体绝缘间隙、电晕损耗、静电感应、长串绝缘子的闪络电压以及带电作业等项目所必需的高压电源设备。

近年来，由于超高电压及特高输电的发展，需研究内绝缘和外绝缘在操作冲击波作用下的击穿规律及击穿数值。利用高压试验变压器还可产生“长波前”类型的操作波。因此工频试验变压器除了产生工频试验电压，以及作为直流高压和冲击高压设备的电源变压器的固有功用外，还可用来产生操作波试验电压。因此，工频试验变压器是高电压试验过程中不可缺少的主要设备之一。由于工频试验变压器的电压值需要满足内部过电压的要求，所以其工频输出电压降大大超过电力变压器的标称电压值，常达几

百千伏，甚至几千千伏。目前，我国和世界上多数工业发达国家都具有2250kV的试验变压器。

冲击电压发生器是一种能产生脉冲高电压的试验装置。原先它只用于研究电力设备遭受大气过电压（雷击）时的绝缘性能，后来又被用于研究电力设备遭受操作过电压时的绝缘性能。因此，对冲击电压发生器的要求是不仅能产生出现在电力设备上的雷电波形，还能产生操作过电压波形。冲击电压的破坏作用不仅取决于幅值，还与波前陡度有关。对某些设备还要采用截断波进行试验。此外，冲击电压发生器还可作为纳秒量级脉冲功率装置的重要组成部分。在大功率电子束、粒子束发生器及二氧化碳激光器中，其可作为电源装置。

对电力设备进行直流高压下的绝缘试验，可以用于测量其漏电流。对于一些电容量较大的交流设备，如电力电缆，经常需要进行直流耐压试验来代替交流耐压试验。对于超高压直流输电所用的电力设备更需要进行直流高压试验。再有，冲击试验设备也需要直流高压电源。

1.1.3 对高电压试验变压器的要求

高电压试验变压器与电力变压器在原理上是相同的，但它们之间的区别在于试验变压器的变比更大，电压更高。由于试验变压器的电压更高，所以它需要采用较厚的绝缘电和较宽的绝缘距离。这就会导致试验变压器的漏磁通较大，短路电抗值也相对较大。此外，高电压试验变压器的运行条件与电力变压器是不同的，具体来说主要有以下六个方面的不同：

（1）高电压试验变压器在大多数情况下工作在电容性负荷下，而电力变压器一般工作在电感性负载下。

（2）高电压试验变压器的试验功率通常不高，容量也不大，而电力变压器的容量都很大。

（3）高电压试验变压器在工作时，经常放电，而电力变压器在正常运行时发生短事故路的机会是不多的，即使发生短路，继电器保护装置也会立即断开电源。

（4）电力变压器在运行中可能受到大气过电压及操作过电压的侵袭，而高电压试验变压器不受大气过电压的作用，但由于试品放电的缘故，它在工作时，也可能在绕组上产生梯度过电压。

（5）高电压试验变压器工作时间短，在额定电压下满载运行的时间更短，而电力变压器几乎终年或多年在额定电压下满载运行。

（6）高电压试验变压器工作温度低，而电力变压器的温升较高。

1.2 脉冲功率技术概述

1.2.1 脉冲功率技术的概念及基本原理

脉冲功率技术（Pulsed Power Technology）是一门能够产生纳秒级高压脉冲的试验技术[2]。脉冲功率技术的实质是将脉冲能量在时间尺度上进行压缩，以在极短时间内（20～100ns）获得高峰值功率输出，从而提高电脉冲的功率密度。脉冲功率的压缩原理如图 1－2 所示。

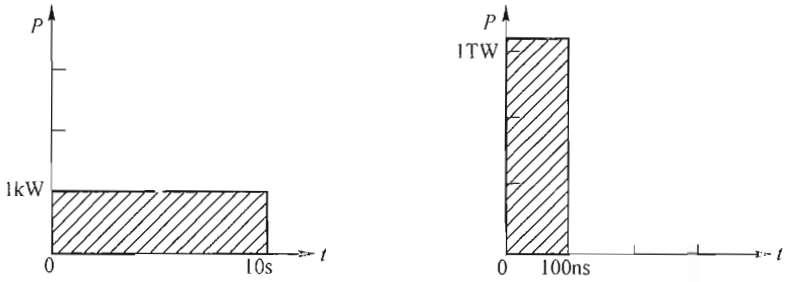


图 1－2 脉冲功率压缩原理

脉冲功率技术首先由初始储能装置（电容器储能、电感器储能、超导储能、机械惯性储能、化学储能、核能等）产生所需的初级脉冲波形（毫秒至微秒量级），然后再利用脉冲成形线和开关技术在时间尺度上进行压缩。由于脉冲宽度被大大压缩了（纳秒量级），所以极大地提高了高压脉冲的峰值功率。随着脉冲成形、压缩和叠加技术的不断发展与完善，使得脉冲功率技术的应用越来越广泛。

脉冲功率技术通常又被称为强流相对论性粒子束（Intense Relativistic Particle Beam），包括电子束或离子束。脉冲功率技术是由于国防科研需要而开始发展起来的一门新兴科学技术。近 50 年来，脉冲功率技术的发展非常引人注目。目前，已能获得 20～100ns、数兆电子伏特、电流高达数十兆安量级的强流电子束或离子束。脉冲功率技术在国防科研、高新技术研究和民用工业等领域有着越来越广泛的重要应用。

1.2.2 脉冲功率技术的技术特征

要给脉冲功率技术或强流相对论性电子束下一个严格的定义是比较困难的。但是，人们对表征脉冲功率技术范畴的公认参数范围如下：

电子能量：0.3～15MeV。

电子束流：10kA～25MA。

脉冲宽度：20～100ns。

束流功率：0.1～100TW。

总 束 能：1kJ～15MJ。

脉冲功率装置一般列入高压加速器的一种类型，但它又不同于一般的高压加速器，它属于强电流和高功率的一种特殊类型，形成了它自己一个独特的分支，有着自己的运行特点和规律。脉冲压缩是一个瞬态快速过程，而不是稳态过程。脉冲功率电源可用集中参数和分布参数电路中的过渡过程来分析，可利用拉氏变换计算线性电路或非线性电路中的过渡过程。高功率脉冲装置涉及高电压和大电流，需要对其结构布局、绝缘及开关特性等进行充分考虑。再有，高功率脉冲装置会产生极高的瞬时峰值功率。例如，Aurora 装置，脉冲功率为当时世界发电总量的 10 倍，但其总的能量不过相当于几个手榴弹。尽管高功率脉冲技术一直向着超高脉冲功率方向发展，但是，至今高功率脉冲技术大都只能单次脉冲运行，或者以低的重复频率运行（1/3～1 Hz），Tesla 变压器可以 100Hz 的重复频率运行。如何获得高的平均功率输出仍是困扰脉冲功率专家的世界性难题。

1.2.3 脉冲功率装置的系统组成及应用

脉冲功率装置或产生强流粒子束的一般原理框图如图 1－3 所示。

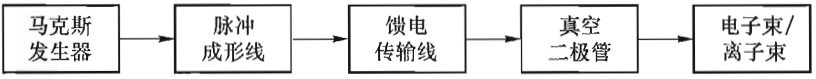


图 1－3 产生强流粒子束的原理框图

马克斯发生器（Marx Generator）用来对脉冲成形线进行脉冲谐振充电，通常充电时间大约为 1μs，因此马克斯发生器必须是低电感的。脉冲成形线通常是单传输线或双传输线（又称为布鲁姆莱因传输线）。对低阻抗、中等电压的脉冲功率装置来说，一般采用去离子水作为绝缘介质；而对于高阻抗、高电压的脉冲功率装置来说，一般采用变压器油作为绝缘介质。双传输线与单传输线相比，其优点在于它能够对匹配负载交付其与充电电压相等的电压，而单传输线交付给匹配负载的电压仅为充电电压的 1/2。当脉冲成形线充电到其峰值电压的 90% ～95% 时，主开关接通，脉冲成形线将提供一个快前沿、短持续时间（20～100ns）的脉冲电压加到真空二极管上。二极管既可工作于负极性，也可工作于正极性，这取决于其应用要求，即：是需要产生电子束，还是需要产生离子束。当需要产生强流离

子束时，必须抑制二极管中的电子流。为了抑制二极管中的电子流，人们已成功研制了几种结构的二极管。二极管利用冷阴极场发射原理，当纳秒脉冲高压加到二极管上时，阴极表面发生爆炸，形成等离子体，从等离子体表面发射强大的电子流，在阴极和阳极间隙中获得加速，最后电子束打到阳极靶材料（高原子序数物质）如钨、钽等上，产生极强的 X 射线，或用薄窗把电子束引入到漂移管中或大气中使用。

在一些应用中，有的在马克斯发生器与脉冲成形线之间加接一段水介质低电感电容器，作为中间储能器，可以进一步缩短对成形线的充电时间。有的脉冲成形线与二极管之间加接一段馈电传输线称为输出线，可以降低预脉冲电压。还有的加接变阻抗线，用来与二极管保持阻抗匹配。为了传输脉冲功率并实现多路合并，还可以采用加接真空磁绝缘传输线（MITL），把环形组件的脉冲功率汇聚到一起，驱动处于中心部位的二极管或内爆等离子体负载。

高功率粒子束加速器一般都是为某一专门用途而设计的，除了一般的共同特性之外，还带有自己的特点，以满足专门用途的要求。对于高功率粒子加速器而言，从不同角度对其进行分类，可有多种不同的分类方法。一般来说，高功率粒子束加速器主要有以下几种分类方法：按介质分，可分为高阻抗（油介质）和低阻抗（水介质）；按组合方式分，可分为单路和多路并联；按加速间隙分，可分为单个间隙加速（二极管型）和多个间隙加速（感应直线型）；按工作方式分，可分为单次运行（输出高峰值功率）和重复频率运行（输出高平均功率）；按束流粒子分，可分为电子束和离子束。

脉冲功率技术的发展是以应用需求带动学科发展的。脉冲功率技术的任务需求是十分明确的，没有需求牵引，也就谈不上脉冲功率技术。早期脉冲功率技术主要用于闪光照相和核爆炸模拟，近期多用于惯性约束聚变、自由电子激光和高功率微波等领域，目前等离子体 Z 箍缩领域的研究又进一步促进了其发展。现在，脉冲功率技术的应用领域非常广泛，它已经渗透到许多其他领域，形成了许多新的交叉学科。例如，抗辐射电子学、高功率电子学（高能电子学）、高能量密度物理学、精确闪光 X 射线照相和微波等离子体等。

1.3 脉冲大电流技术概述

早期脉冲大电流产生装置中，其开关一般采用间隙开关，主要是利用

间隙中的绝缘介质被击穿而接通放电回路以获取冲击性质的脉冲大电流。因此，早期书籍及文献中大多采用冲击大电流、冲击电流发生器或冲击大电流试验装置等术语。但随着大功率半导体开关技术的发展，脉冲大电流的产生装置中开始出现和使用大功率半导体开关。脉冲大电流的产生不再局限于间隙中绝缘介质的击穿。因此，在本书的撰写过程中有时采用了脉冲大电流等术语，但为了便于与早期的书籍相衔接，有时仍采用了冲击大电流等术语。

1.3.1 脉冲大电流技术的相关应用

在电力设备电气绝缘高电压试验过程中，人们关注的焦点主要集中在交流高压、直流高压及冲击高压的试验上。为了检验电气设备在大气过电压及操作过电压下的绝缘性能，需要能够产生雷电冲击波和操作冲击波的设备，即冲击电压发生器。但在大气过电压和操作过电压的情况下，绝缘设备遭受破坏，不仅由于强电场的作用使绝缘材料被击穿，而且还会因击穿时流过的大电流而产生热和力的破坏作用。因此，同样需要产生模拟这些大电流的设备，即冲击电流发生器。此外，为限制电力系统过电压而设计的金属氧化物避雷器（Metal Oxide Arresters，MOA）试验和用于低压配电系统的浪涌保护器（Surge Protective Devices，SPD）的试验，以及通信设备、电子设备的雷击试验，均需要能产生各种波形的冲击电流发生器，模拟雷电流的有产生 $\pm 4\mu s/10\mu s$ 等多种单极性标准冲击电流的冲击电流发生器，模拟操作冲击电流的有产生单极性方波电流的方波冲击电流发生器[4]。

目前，冲击电流发生器的应用已经远远超出了电力运行部门和电工制造部门的范围，在高温等离子体和受控热核反应、脉冲强磁场、定向能武器、电磁发射、电磁推进及电磁成形等诸多领域均具有广泛应用，而且对冲击电流幅值及波形种类的要求大大超过了电工部门，冲击电流的幅值可高达数百千安以上。

1.3.2 脉冲大电流波形及波形参数

脉冲大电流技术作为脉冲功率技术中的一个重要分支，同样遵循能量压缩的基本原理，即需要将能量缓慢储存起来，然后对负载快速释放，从而获得脉冲大电流。脉冲大电流的显著特征在于其峰值电流大、作用时间短且具有很高的瞬时功率。

根据 IEC 及我国国家标准中的规定，标准冲击电流波形分为两类：一类为指数波冲击电流波形；另一类为方波冲击电流波形。指数波冲击电流

波形和方波冲击电流波形分别如图 1－4 和图 1－5 所示。指数波冲击电流波形一般用峰值电流 I_m、波前时间 T_1 和半峰值时间 T_2 来表征。波前时间和半波峰时间的含义见图 1－4。波前时间反映了冲击电流前沿上升的陡度；半波峰时间反映了指数波冲击电流的持续时间。对于指数波冲击电流发生器而言，其性能指标通常由波前时间和半峰值时间给出，即用 T_1/T_2 来表征冲击电流发生器的性能。电力制造和运行部门常用的指数波冲击电流发生器按其性能指标主要有 1μs/20μs、4μs/10μs、8μs/20μs 和 30μs/80μs 四种。低压防雷器常用的冲击电流发生器除了电力制造和运行部门用到的几种冲击电流之外，还有 10μs/350μs、10μs/700μs、10μs/1000μs 的冲击电流发生器以及组合波（Combination Waveform）冲击电流发生器。8μs/20μs 冲击电流发生器主要用来对电力设备、电子设备及电子元器件进行雷击模拟试验，用来考核被试品的冲击耐受能力及其雷电冲击电流残压（冲击电流流过时被试品两端的残余电压）。4μs/10μs 冲击电流发生器主要用来对电力设备、电子设备及电子元器件进行大电流冲击耐受试验，以及大电流冲击动作试验、避雷器动作负载试验、操作冲击动作负载试验的预备性试验、工频电压耐受时间特性试验和避雷器热稳定性试验等。10μs/350μs 的冲击电流发生器可用于低压配电系统的浪涌保护器第一级试验的动作负载试验。10μs/1000μs 的冲击电流发生器可用于对避雷器或电阻片、电子元器件、低压配电系统的浪涌保护器进行耐受试验[4]。

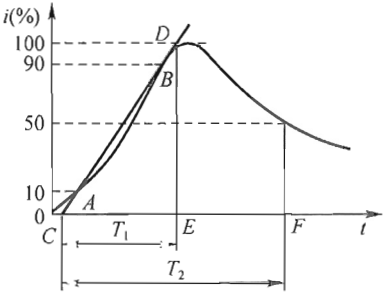


图 1－4　指数波冲击电流波形

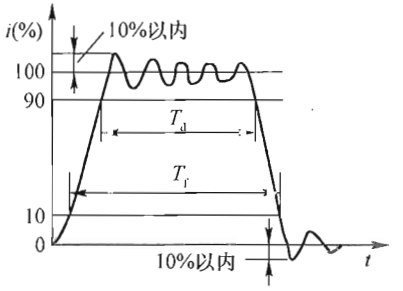


图 1－5　方波冲击电流波形

通常对于指数波冲击电流来说，冲击电流的峰值、波前时间、半峰值时间的容许偏差均规定在 10% 以内，并且在峰值附近允许有小的过冲或振荡，但单个峰值的过冲和振荡不应超过其峰值的 5%。当冲击电流下降到零以后，反极性的振荡幅值不应超过峰值的 20%。

标准的方波冲击电流波一般用峰值 I_m、峰值持续时间 T_d 及总持续时间 T_f 来表征，这些参数的含义见图 1－5。对于标准的方波冲击电流波形来说，其峰值及峰值总持续时间的容许偏差规定在 0～20%，在峰值附近允

许有小的过冲或振荡，但过冲的幅值不应超过峰值的10%，方波总持续时间应不大于峰值持续时间的1.5倍，且反极性幅值要限制在峰值的10%以内。

对于标准的方波冲击电流发生器来说，一般根据方波冲击电流的峰值持续时间对其进行分类，可分为峰值持续时间500μs、1000μs、2000μs以及2000～3200μs等类别的方波冲击电流发生器。2ms的方波冲击电流发生器可用于电力制造和运行部门，以及对避雷器或电阻片、电子元器件、低压配电系统的浪涌保护器进行耐受试验。

除了电气设备的绝缘性能试验、耐受性试验以及雷电模拟等领域需要上述的标准冲击电流之外，在诸多科学研究、新概念武器及民用领域常常需要非标准的冲击大电流。比如电磁发射领域、电磁弹射领域、激光武器、电磁脉冲武器、粒子加速器、高温等离子体及受控热核反应等不同领域，其对脉冲大电流的峰值、上升时间、持续时间等均有很大的不同，有的峰值在kA量级，有的峰值在MA量级，作用时间有的在ms量级，有的在μs量级，甚至有的在ns量级、ps量级。

1.3.3 脉冲大电流产生的技术途径

根据储能方式的不同，脉冲大电流的产生方法也不同，这就相应决定了电磁动能武器电源技术的类型也不同。目前的储能方式主要有基于电容器的电场储能 $E=0.5CU^2$、基于电感器的磁场储能（包括超导电感储能）$E=0.5LI^2$、基于高速旋转飞轮的惯性储能（机械能储能）$E=0.5J\Omega^2$ 以及化学能、核能等储能形式。因此，依据电磁动能武器电源所用储能方式或产生脉冲大电流方法的不同，可将电磁动能武器电源技术分为电容储能的电磁动能武器电源技术、电感储能的电磁动能武器电源技术、惯性储能的电磁动能武器电源技术和利用化学能工作的电磁动能武器电源技术。惯性储能的电磁动能武器电源主要有单极发电机和脉冲交流发电机。利用化学能工作的电磁动能武器电源主要有爆炸磁通压缩发电机和脉冲磁流体发电机。各种不同的储能方式及其储能水平如表1－1所示[5]。

表1－1 各种不同的储能方式及其储能水平

储能方式	储能水平/J	功率/W	电流/A	电压/V	脉宽/s	储能密度/(J/cm³)
电容器储能	2.5×10^7 (10^8)	$10^{10}\sim10^{13}$ (10^{14})	$(4\sim15)\times10^7$ (3×10^8)	10^6 (10^7)	$10^{-1}\sim10^{-7}$ (10^{-8})	1 (2～3)
常规电感器	10^8 (10^{10})	10^9 (10^{12})	4×10^7	10^5	$1\sim10^{-3}$ (10^{-5})	5 (10～50)

续表

储能方式	储能水平/J	功率/W	电流/A	电压/V	脉宽/s	储能密度/(J/cm^3)
超导电感器	8×10^8 ($10^{11}\sim10^{14}$)	(10^{11})	3×10^5	3×10^5	$10^{-2}-10^{-3}$	40～90 (100)
单极发电机	—	$10^8\sim10^9$ (10^{10})	2.7×10^7	900 (10^4)	$10^{-2}-10$	20～80
脉冲交流发电机	10^9 ($10^{10}\sim10^{11}$)	$10^8\sim10^9$ (10^{10})	$10^4\sim10^5$	$10^4\sim10^5$	$10^{-2}\sim10^{-3}$	10～40
蓄电池(电化学)	$(5\sim10)\times10^8$ (5×10^{11})	10^7	10^5	5×10^3	$10^{-1}\sim10^3$	$(5\sim18)\times10^2$ (5×10^3)
磁通压缩发电机(炸药)	—	5×10^{11} (10^{13})	2.5×10^8	$10^4\sim10^5$ (10^6)	$10^{-4}\sim10^{-6}$	—
磁流体发电机(炸药)	—	$10^7\sim10^8$ (10^9)	$10^{14}\sim10^{15}$	$10^{13}\sim10^{14}$	1～100	—
裂变磁流体发电机	10^{11}	$10^9\sim10^{12}$ (10^{14})	—	—	100～0.5	10^{10}
聚变磁流体发电机	10^{13}	($10^{13}\sim10^{14}$)	—	(10^4)	(100～0.5)	10^{12}

注：表1-1中括号内的数值是将来可能达到的值。

基于电容器储能的电磁动能武器电源技术是目前最为成熟、最为实用的电源技术。对于电感储能的电磁动能武器电源因其不仅需要短路转换开关，而且还需要大功率的断路转换开关，所以基于电感储能的电磁动能武器电源技术还不成熟。惯性储能的电磁动能武器电源技术是目前实现电源小型化的重要技术途径和重要研究方向，尽管国内外已经对其做了大量的研究工作，并研制出了试验样机，但由于其技术比较复杂，所以距实际应用水平还有较大的差距。利用化学能工作的磁通压缩发电机技术相对比较成熟，目前已用于高功率微波武器研究领域，特别是已用于微波弹的研究方面，即采用磁通压缩发电机来驱动虚阴极振荡器来产生高功率微波；此外，可重复使用的磁通压缩发电机将来还可作为电磁动能武器的电源。

第2章　电容储能的电磁动能武器电源技术

电容储能的电磁动能武器电源技术是利用脉冲电容器作为基本储能元件的，其储能的形式为静电储能或电场储能，基本工作原理是利用直流充电电源对脉冲电容器进行缓慢充电，然后再利用已充电完毕的脉冲电容器快速对负载放电，从而在负载上获得所需的脉冲大电流和非常高的瞬时功率。

2.1　系统组成及工作原理

产生脉冲大电流的装置通常称为脉冲大电流装置或脉冲大电流发生器。

2.1.1　系统组成及回路功能

基于脉冲电容器储能的脉冲大电流装置的原理电路及系统组成如图2－1所示[3]。

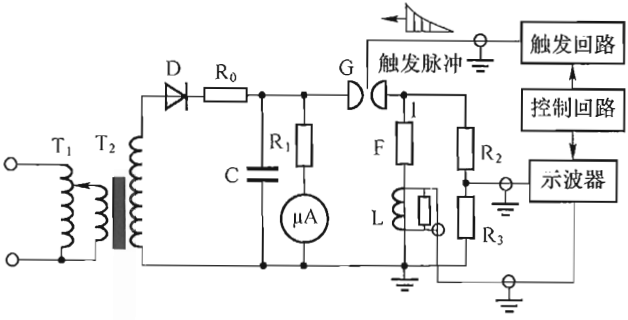


图2－1　脉冲大电流装置原理电路及系统组成

图2－1中，调压器T_1、高压试验变压器T_2、高压整流硅堆D、限流电阻R_0和脉冲电容器C组成直流充电回路，用于对脉冲电容器进行充

电；脉冲电容器 C、间隙开关 G、传输线 l 和负载 F 组成放电回路。放电时，脉冲电容器对负载的放电是通过间隙开关来控制的，而间隙开关的导通情况又取决于控制回路和触发回路。R_1 和微安表构成了电压测量支路；R_2 和 R_3 构成了电阻分压器，可用于负载两端冲击电压的测量；罗果夫斯基线圈（Rogowski Coil）L 可用于放电过程中脉冲大电流的测量。

由此可见，基于脉冲电容器储能的脉冲大电流装置主要由充电回路、放电回路、控制回路、测量回路及触发回路构成。充电回路的主要功能在于为脉冲电容器的充电提供所需的直流高电压或所需的充电电流；放电回路的主要功能在于快速释放脉冲电容器中的储能，并在负载上获得所需的脉冲大电流。充电回路和放电回路是脉冲大电流装置中的两个核心回路。除此之外，脉冲大电流装置中还包含有控制回路、触发回路和测量回路。控制回路主要用于脉冲电容器的充放电控制以及实验过程中的测量控制。触发回路的主要功能在于产生所需的脉冲高电压，用于触发放电回路中的间隙开关，使其导通以接通放电回路。

在图 2－1 所示的脉冲大电流产生装置中，脉冲电容器作为储能元件，实际上起到了桥梁和纽带的作用。因为储能电容器既是充电回路的一部分，同时又是放电回路中的一部分。在大型脉冲大电流装置中，放电回路中的开关通常采用隔离间隙，即间隙开关。隔离间隙在脉冲大电流产生装置中的作用有两个方面：一是在对储能电容器的充电过程中，将充电回路和放电回路隔开，保证直流充电电源能够对电容器可靠充电；二是在储能电容器对负载的放电过程中起开关的作用。

基于脉冲电容器储能的脉冲大电流产生装置的基本工作原理是：利用直流充电电源对脉冲电容器并联充电，然后利用已充电的脉冲电容器对负载并联放电，从而在负载上获得脉冲大电流。这一点使得它不同于 Marx 发生器。因为 Marx 发生器的主要功能在于产生脉冲高电压，而不是脉冲大电流。Marx 发生器的基本工作原理是利用直流电源对脉冲电容器进行并联充电，然后利用已充电的脉冲电容器对负载串联放电。基于脉冲电容器储能的脉冲大电流产生装置和 Marx 发生器的原理比较如图 2－2 所示。

图 2－2 中，C 为储能用的脉冲电容器，F 为负载，G_1 为带有触发极的间隙开关，G 为自击穿间隙开关。图 2－2b 中，电容器充电时为并联充电方式，而放电时通过触发间隙开关和自击穿间隙开关的作用，各储能电容器串联起来对负载放电，从而在负载上获得脉冲高电压。图 2－2a 中，直流电源对脉冲电容器为并联充电方式，脉冲电容器对负载放电为并联放电方式。这是其两者之间的根本区别。

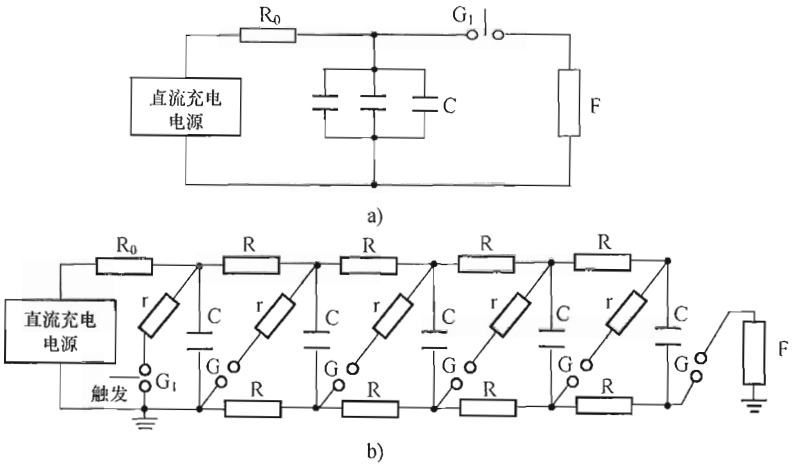


图 2－2　脉冲大电流发生器与 Marx 发生器的原理比较

a）脉冲大电流发生器的原理图；b）Marx 发生器的原理图

脉冲大电流产生装置在产生脉冲大电流的过程中，实际上对电能在时间尺度上进行了压缩，即通过对脉冲电容器这一储能元件缓慢充电，然后再使其快速放电，从而在负载上获得很高的瞬时功率。

2.1.2　充电回路及其理论分析

最简单的充电回路如图 2－3 所示，它由调压器 T_1、高压变压器 T_2、硅堆（或高压整流管）D、限流电阻 R 及储能电容器 C 组成。

为了便于分析充电回路的充电过程，可将图 2－3 所示的充电回路等效为图 2－4，即用一直流电源 E 来代替高压试验变压器 T_2 及高压整流硅堆 D。由图 2－4 可以看出，充电回路实际上为 R－C 电路。由于储能电容器开始充电时，其初始电压为零，所以对储能电容器的充电过程实际上就相当于 R－C 电路零状态响应过程。下面对 R－C 回路的充电过程进行分析。

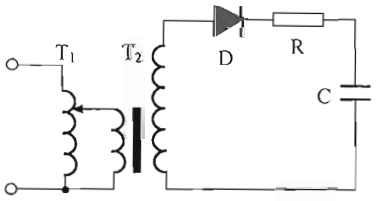


图 2－3　最简单的充电回路

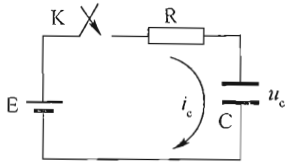


图 2－4　充电回路的等效电路

对于图 2－4 所示的等效电路，其回路电压方程为：

$$Ri_c + u_c = E \tag{2-1}$$

根据电容元件的伏安关系：

$$i_c = C\frac{\mathrm{d}u_c}{\mathrm{d}t} \tag{2-2}$$

把式（2-2）代入式（2-1），得：

$$RC\frac{\mathrm{d}u_c}{\mathrm{d}t} + u_c = E \tag{2-3}$$

式（2-3）的解为：

$$u_c = E - E\mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}} = E(1 - \mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}) \tag{2-4}$$

而电容电流 i_c 的变化为：

$$i_c = C\frac{\mathrm{d}u_c}{\mathrm{d}t} = \frac{E}{R}\mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}} \tag{2-5}$$

从式（2-4）可知，充电过程中电容上的充电电压由两部分组成：一部分为不随时间变化的分量 E，可将其称之为稳态分量；另一部分则是随时间变化的分量 $-E\mathrm{e}^{-t/RC}$，可将其称之为自由分量。充电过程中，电容两端的充电电压及其分量的波形如图 2-5 所示。从图 2-5 中可以看出，电容两端的电压是由零开始按指数规律上升至电源电压或稳态电压。

根据式（2-5）可以画出充电过程中的电流波形，充电电流波形如图 2-6 所示。从图 2-6 可以看出，充电电流从开始充电时的最大值 E/R 按指数规律衰减，即随着电容两端充电电压的升高，充电电流逐渐减小。

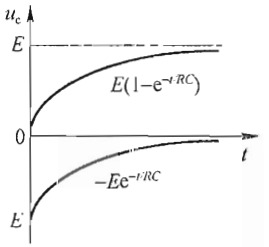


图 2-5　充电电压的波形

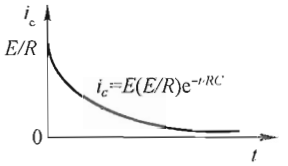


图 2-6　充电电流波形

充电过程中电容两端的电压 $u_c = E - E\mathrm{e}^{-t/RC}$，即电容两端的电压可视为由稳态分量 E 和自由分量 $-E\mathrm{e}^{-t/RC}$ 叠加而成，其中稳态分量 E 不随时间变化，而自由分量 $-E\mathrm{e}^{-t/RC}$ 是随时间变化的。因此，电容两端的充电电压的变化情况取决于自由分量的变化情况。如果自由分量变化迅速，那么储能电容器两端的充电电压也相应地迅速变化。而自由分量的变化情况又是由什么因素决定的呢？从自由分量的表达式 $-E\mathrm{e}^{-t/RC}$ 可知，自由分量的变化情况与充电回路自身的参数有关，即与充电回路中的电阻 R 和电容 C 有关。

通常将充电回路中的电阻和电容的乘积定义为充电回路的时间常数，用 τ 表示，即 $\tau = RC$。如果充电回路的时间常数越大，则自由分量衰减越慢，充电时间越长；相反，如果充电回路的时间常数越小，则自由分量的衰减越快，充电时间越短。由此可见，充电的快慢跟充电回路的时间常数有关。

此外，可从时间常数的物理概念来理解其对充电快慢的影响。在充电电源和充电回路中的限流电阻一定的情况下，储能电容器的容量越大，若欲使储能电容器充至某一电压，则电容器的两极板上就必须积累更多的电荷，从而需要的充电时间更长。同样在充电电源和储能电容器的容量一定的情况下，如果充电回路中的限流电阻越大，则充电电流将越小，从而导致储能电容器充至某一电压所需的充电时间越长。

由电路理论可知，对于 R－C 电路而言，当充电时间达 $4\tau \sim 5\tau$ 时，自由分量已衰减到 2% 以下，电容两端的电压已达到稳态电压的 98% 以上，一般可认为充电已经完成。

当采用图 2－3 所示的充电电路对脉冲电容器进行充电时，开始充电时脉冲电容器相当于短路，所以充电电流较大；随着脉冲电容器充电电压的升高，充电电流将按指数规律减少。因此，采用这种方式很难实现脉冲电容器的快速充电。为了实现储能电容器的快速充电，在脉冲大电流装置中，目前通常采用恒流充电技术。

2.1.3 脉冲电容器的恒流充电技术

脉冲功率技术领域通常对电容器缓慢充电、快速放电以获得高功率输出。单次工作的脉冲功率装置多采用常规的工频直流电源为储能电容器充电。电容器是阻抗宽范围变化的负载，充电起始阶段接近短路，充电到额定值时，负载相对较小，因此通常在负载和充电电源之间串联限流电阻，这种恒压充电方式的效率不会大于 50%。另外，由于充电电源频率低，电源的体积也较大[6]。

随着重复频率脉冲功率技术的发展，上述低效率、大体积的恒压充电方式已很难满足实际应用。近年来发展起来的串联谐振充电电源，特别是全桥串联谐振充电电源很好地解决了这一问题。与传统直流电源相比，全桥串联谐振充电电源具有恒流充电功能且具有体积小、效率高、功率密度大、适合宽范围变化的负载等优点，是较为理想的充电电源。

高频开关是串联谐振充电电源中的重要组件。高频开关可分为硬开关和软开关两种。高频硬开关电路因开关管工作在硬开关状态，开关损耗大，工作时产生的电磁干扰信号不但影响充电电源自身的可靠性，而且会影响其他电子设备的正常工作。高频软开关技术可降低开关管的开关损耗

及其产生的干扰[7]。

根据逆变器开关频率f_s与谐振频率f_r的关系，串联谐振恒流充电电源的工作方式主要有以下三种情况。① 当$f_s < f_r/2$时，电流断续工作。在这种断续工作方式下，开关损耗低、干扰小，可实现开通时电流缓慢增加，关断时为零电流关断。② 当$f_r/2 < f_s < f_r$时，电流连续工作，可实现零电流关断，但开通时，同一桥臂上的两个开关管存在强迫换流，故开关损耗大、干扰大。③ 当$f_s > f_r$时，电流连续工作，零电压开通和硬关断，开关损耗和干扰较大。因线路存在电感，关断时产生的电压尖峰高，易损坏开关器件。综合考虑串联谐振开关电源的上述三种工作方式，可以看出采用电流断续工作方式较为理想。

1. 串联谐振逆变电路的原理

串联谐振逆变电路原理如图2－7所示[8]。

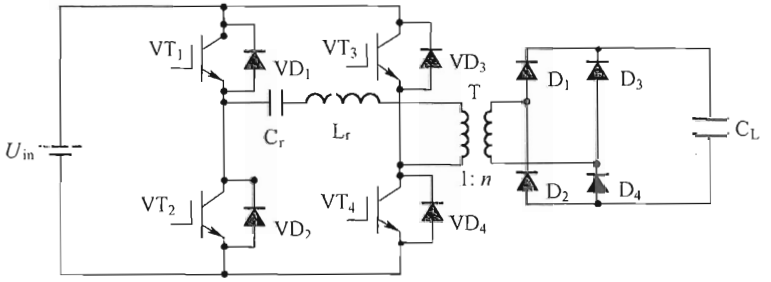


图2－7　串联谐振逆变电路原理图

U_{in}为直流电源，$VT_1 \sim VT_4$为IGBT开关管，L_r为谐振电感（含变压器漏感和线路分布电感），C_r为谐振电容，C_L为被充电的脉冲电容器，T为高压脉冲变压器，$D_1 \sim D_4$为高压整流二极管，$VD_1 \sim VD_4$起续流作用。在充电过程中，两组IGBT开关管VT_1和VT_4、VT_2和VT_3交替导通，完成一个开关周期，包括两个谐振周期。

当谐振回路工作在断续电流工作方式（Discontinuous Conduction Mode，DCM）时，谐振电流及输出电流波形如图2－8所示。在这种工作模式下谐振电流正弦化，具有零电流开通和关断的软开关特性，开关损耗大大降低；当负载短路时，谐振电流的正半周期可经过负半周期全部返回电源，因此具有抗负载短路的功能。

从图2－8中的谐振电流波形可以看出：在一个开关周期内（对应时间段为$0t_6$段），t_2t_3段和t_5t_6段为谐振电流的断续段，第一个谐振周期内的谐振电流对应的时间段为$0t_1$段和t_1t_2段；第二个谐振周期对应的谐振电流对应的时间段为t_3t_4段和t_4t_5段。

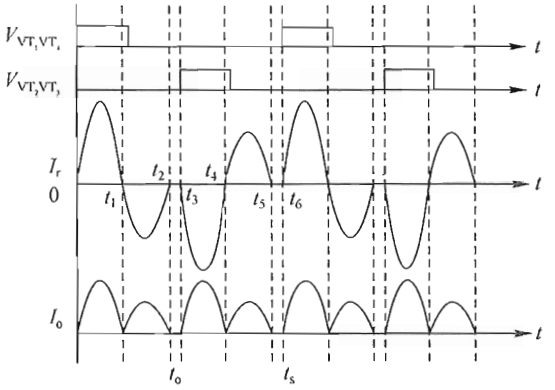


图 2－8　断续电流工作方式下谐振电流及输出电流波形

设 U_0 为负载电容两端的电压折算到变压器原边的电压，则理想情况下（即输入电压恒定、变压器及半导体器件均为理想器件），在 $0t_1$ 段，$t_{0t_1}=T_r/2$，$I_{Lr}(t_0)=0$，

$$i_{L_r}(t)=[(U_{in}+U_0)/Z_r]\sin\omega_r(t-t_0) \tag{2-6}$$

在 t_1t_2 段，$t_{t_1t_2}=T_r/2$，$I_{Lr}(t_1)=0$，

$$i_{L_r}(t)=[(U_0-U_{in})/Z_r]\sin\omega_r(t-t_1) \tag{2-7}$$

一个谐振周期内的充电电流平均值为：

$$I_0=\frac{2}{nT_s}\left[\int_0^{t_1}\left|\frac{U_{in}+U_0}{Z_r}\sin\omega_r(t-t_0)\right|dt+\int_{t_1}^{t_2}\left|\frac{U_0-U_{in}}{Z_r}\sin\omega_r(t-t_1)\right|dt\right]$$

$$=\frac{T_r}{T_s}\cdot\frac{8U_{in}}{2\pi nZ_r} \tag{2-8}$$

式中　n——高压脉冲变压器的变比；

ω_r——谐振回路中的谐振角频率（$\omega_r=2\pi/T_r$）；

T_r——谐振周期（$T_r=2\pi\sqrt{L_rC_r}$）；

Z_r——谐振负载 $Z_r=\sqrt{L_r/C_r}$；

T_s——开关周期。

根据逆变器开关管和与其并联的续流二极管的工作模式，可将一个开关周期分为两个谐振周期和 4 种工作状态。在 $0t_1$ 段，仅 VT_1 和 VT_4 开通；在 t_1t_2 段，开关管均关断，但与 VT_1 和 VT_4 并联的续流二极管 VD_1 和 VD_4 开通；在 t_2t_3 段和 t_5t_6 段谐振回路处于断续状态，无谐振电流；在 t_3t_4 段，仅 VT_2 和 VT_3 开通；在 t_4t_5 段，开关管均关断，但与 VT_2 和 VT_3 并联的续流二极管 VD_2 和 VD_3 开通。因此，$0t_1$ 段、t_1t_2 段、t_3t_4 段和 t_4t_5 段又可称为谐振回路的 4 个工作状态，即状态 1 至状态 4。这 4 种工作状态下的等效电路

如图 2－9 所示，图中 C_e 为负载电容 C_L 折合到变压器初级的等效电容。

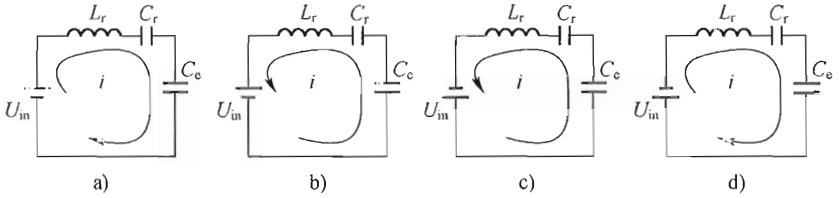


图 2－9　串联谐振充电电源不同状态下的等效电路

a）状态 1；b）状态 2；c）状态 3；d）状态 4

一个开关周期内负载电容上的电压增量 ΔU_e 基本与 C_r 和 C_e 的电压初值无关，近似为：

$$\Delta U_e = 8\gamma U_{in} \tag{2-9}$$

式中，$\gamma = C_r/C_e$。一个谐振周期内负载电容上的电压增量为：

$$\Delta U_e = 4\gamma U_{in} \tag{2-10}$$

因此，这种充电方式也称为“等台阶充电”，即每个谐振周期负载电容电压增量相等。利用式（2－10）可推出充电电流的平均值，即：

$$I_{avg} = 2U_{in}/(\pi Z_r) \tag{2-11}$$

由式（2－11）可知，平均充电电流取决于回路阻抗和直流电源 U_{in} 的电压，这种充电方式也被称为脉冲恒流充电。只要初始放电电压满足振荡条件，电源就能够维持恒流充电的特性。谐振电流的正向和反向电流峰值分别近似为：

$$I_{p+} = (U_{in} + U_e)/Z_r \tag{2-12}$$

$$I_{p-} = (U_{in} - U_e)/Z_r \tag{2-13}$$

当 $U_e = U_{in}$ 时，负载电容电压和直流电源电压相等，反向不再充电，失去恒流充电的特性。最大恒流充电电压为直流电源电压，此时谐振电流取得最大值，即 $I_{max} = 2U_0/Z_r$。

重复频率充电时，负载电容常常不完全放电，设负载电容为 C_L，充电电压为 U_{out}，每次放电负载电容电压降低 ΔU_L，变压器的变比为 n，谐振频率为 f_r，重复频率为 f，则谐振电容和谐振电感分别为：

$$C_r = nC_L\Delta U_L f/(4U_0 f_r) \tag{2-14}$$

$$L_r = U_0/(n\pi^2 C_L \Delta U_L f_r f) \tag{2-15}$$

在获得谐振电容和谐振电感之后，根据确定最大谐振电流和平均充电电流，为充电电源器件选择及散热设计提供依据。电源最大输出功率为：

$$P_{max} = I_{avg}U_{out} = 2U_0U_{out}/(n\pi Z_r) \tag{2-16}$$

平均输出功率为：

$$P_{avg}=(1/2)C_L[U_{out}^2-(U_{out}-\Delta U_L)^2]f_r=U_0(2U_{out}-\Delta U_L)/(n\pi Z_r) \tag{2-17}$$

由式（2-17）可知，平均输出功率与每次放电电压变化量 ΔU_L 密切相关，在负载电容电压基本维持恒定的情况下 $\Delta U_L\approx 0$，平均输出功率与最大输出功率相同；在负载电容完全放电的情况下，$\Delta U_L\approx U_{out}$，平均输出功率为最大输出功率的1/2。

2. 串联谐振恒流充电电源的设计实例

设拟设计的恒流充电电源可为4个1000μF的高压电容器组充电，最高充电电压为15kV，总储能450kJ，充电电流的平均值为2A，充电时间约30s，电源效率大于0.8。为便于分析设计过程，首先给出拟设计的高压恒流充电电源的整体设计方案，如图2-10所示[8]。

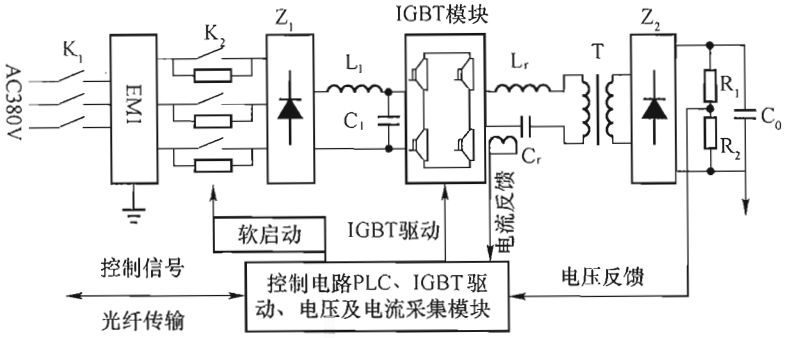


图2-10 高压恒流充电电源的整体设计方案

主电路拓扑结构采用了全桥串联谐振逆变电路，其直流输入部分由三相交流电经三相整流电路和滤波电路构成。除此之外，它还包括高压脉冲变压器、脉冲整流电路、控制模块、电流电压检测及采集模块。K_1 为紧急开关，K_2 为软起动开关，Z_1 为三相整流模块，Z_2 为高压脉冲整流模块，L_1 和 C_1 分别为滤波电感和滤波电容，T为高频脉冲变压器，R_1 和 R_2 构成电阻分压器，C_0 为储能脉冲电容器。

由设计参数可知充电电源的平均输出功率为 $P=E/t=15\text{kW}$。最大功率发生在充电结束的时候，且最大充电功率 $P_{max}=15\text{kV}\times 2\text{A}=30\text{kW}$。若充电电源的效率为0.8，则三相交流电源的输入功率为 $P_{in(max)}=30\text{kW}/0.8=37.5\text{kW}$，输入电流 $I_{in}=37.5\text{kW}/380\text{V}/\sqrt{3}=57\text{A}$，因此，总控制开关和软启动交流接触器的通流能力需大于57A。三相整流桥和滤波电感的电流有效值必须大于 $I_{eff}=37.5\text{kW}/500\text{V}=75\text{A}$。滤波电容选取2个额定电压400V，容量1000μF的电解电容串联即可。

变压器的变比为 $n=15000/500=30$，充电电流为2A时，则变压器初

级平均电流 $I_1 = 2A \times 30 = 60A$。充电开始谐振电流峰值 $I_p = U_{in}/Z_r = \pi I_1/2 = 1.57 \times 60A = 94.2A$。当充电快结束时，谐振电流峰值约为两倍的 I_p，因此 IGBT 开关管、谐振电感、谐振电容及变压器初级绕组的通流能力至少大于 200A。

逆变器的开关频率设为 15kHz，采用电流断续工作方式（$f_s < f_r/2$），则谐振回路中的谐振频率可取值为 32kHz。初始谐振电流峰值 $I_p = 100A$，电压 $U_{in} = 500V$。根据谐振回路的有关参数计算公式，即：

$$Z_r = \sqrt{L_r/C_r} = U_{in}/I_p \tag{2-18}$$

$$f_r = 1/(2\pi \sqrt{L_r C_r}) \tag{2-19}$$

计算所得的谐振电感 $L_r = 25\mu H$ 和谐振电容 $C_r = 1\mu F$。谐振电感的电感值较小，用足够粗的漆包线绕制成空心线圈即可；谐振电容采用 20 只金属化膜电容，型号为 941C12P22K（0.22μF/1200V），两只串联为一路，然后十路并联组成。

电源初级输入为 380V/50Hz 的三相交流电，三相整流模块为德国 IXYS 的 VUO190－16NO7 整流桥（耐压 1600V/通流 248A）。考虑到谐振回路电流较大，设计了可以提高功率因数的 *LC* 滤波电路。该电源的 PWM 信号由 Motorola 公司的谐振控制芯片 MC33066 供给，PWM 信号经过 M57962AL 芯片整形后驱动 IGBT 开关。流程控制采用了 Omron 公司的逻辑可编程器件（Program Logic Control，PLC），型号为 SYSMAC CPM2AH，通过光电转换、光纤传输、RS－232C 端口与工控机进行通信。工作时两组 IGBT 开关设置为 180°互补导通及关断，同一桥臂上的开关设置了死区时间用来防止直通。当电压达到设定值时，控制电路自动切断开关驱动信号，停止充电。

逆变器开关管采用了两只 SEMIKRON 公司的 SKM 400GB 125D，该模块为耐压 1200V、通流 400A 的双 IGBT 模块，其内部电路原理和外形图如图 2－11 所示。在每个 IGBT 模块两端并联了一个 1.5μF/1200V 的金属化膜电容，用来缓冲和吸收因 IGBT 快速关断而产生的尖峰电压，防止 IGBT 开关被击穿。IGBT 驱动电路采用 MITSUBISHI 的专用驱动模块 M57962AL，该模块具有绝缘强度高（2500V/min）、过压过流检测电路、采用双电源驱动保证 IGBT 可靠通断、驱动功率大（可驱动 600A/600V 或 400A/1200V IGBT 模块）等优点。

高频脉冲变压器是高压充电电源的关键部件，设计制造时应尽量减小漏感和寄生电容，否则将影响脉冲变压器的转换性能。铁芯一般采用高磁导率、高电阻率及低矫顽力的非晶态软磁合金或软磁铁氧体材料制成。这里采用电阻率高、涡流损耗小的铁基非晶磁芯，其峰值磁通密度 $\Delta B = 1T$，磁芯有效横截面面积 $A_e = 400mm^2$，根据经典的变压器设计公式：

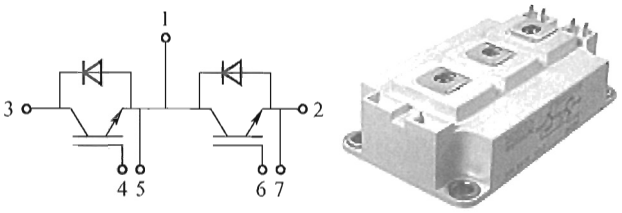


图 2－11　SKM 400GB 125D 型 IGBT 内部电路原理及外形图

$$N_1 = U_{in} t_p / \Delta B A_e \tag{2-20}$$

计算所得的变压器初级线圈的匝数 N_1 为 20 匝，变比为 30，则副边匝数为 600 匝。t_p 为开关的脉冲宽度 16.5μs，U_{in} 为输入直流电压 500V。

考虑、直流损耗、电流趋肤效应到邻近效应和导线电流密度一般取 4.5A/mm^2 等因素，初级线圈导线直径或铜带厚度应具有最佳值，直径太大或太小均会使传输效率降低。因此，初级线圈采用多股高频铜导线（总直径 ϕ=6mm）加绝缘薄膜单层绕制而成，次级线圈四个线圈并排结构。这种设计有效减少了漏感及趋肤效应。由于输出电压比较高，为了提高绝缘性能，绕制后用环氧树脂灌封。

基于上述理论分析、参数设计及分析，研制了一台高压恒流充电电源。它采用 PWM 控制方式，IGBT 驱动电压脉宽为 16.5μs，最小开关周期为 66μs，串联谐振参数与上述计算值相同，负载为 4000μF 的脉冲电容器组。

试验过程中，用示波器采集到的初始阶段的谐振电流波形如图 2－12 所示，谐振电流峰值约为 100A，谐振周期为 33μs。充电过程中，用示波器和 Tektronix P6015A 高压探针得到的谐振电流及充电电压波形如图 2－13 所示。从图 2－13 中可知，电容器组充电至 15kV 时所用的时间为 36s，且充电电压呈线性增加，谐振电流随输出电压的升高而稍许增大，但在整个充电过程中变化不大，符合设计及实验要求。

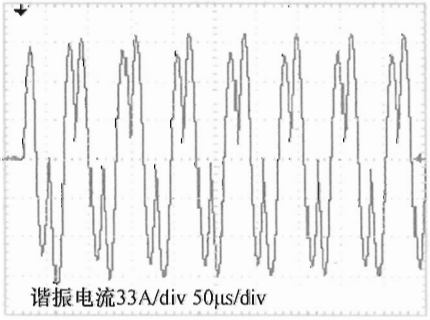


图 2－12　初始阶段的谐振电流波形

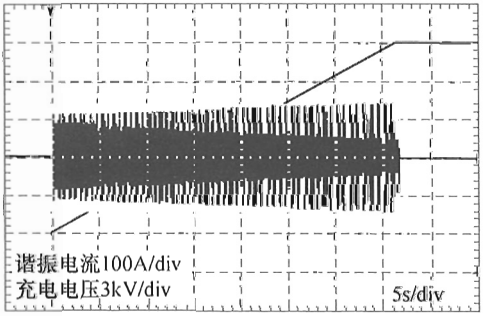


图 2－13　谐振电流及充电电压波形

2.1.4 放电回路及其理论分析

在脉冲大电流装置中，放电回路主要由储能脉冲电容器、隔离间隙、传输线及负载构成，其等效电路如图 2－14 所示。

对于放电回路而言，其实际上是 R－L－C 电路。图 2－14 中，C 表示储能脉冲电容器；L 为放电回路中的总电感，包括隔离间隙的电感、传输线的电感、负载电感和调波电感；R 为放电回路中的总电阻，包括隔离间隙的电阻、传输线的电阻、负载的电阻及调波电阻等。设储能脉冲电容器对负载放电过程中的放电电流为 i，则放电回路的电压方程可表示为：

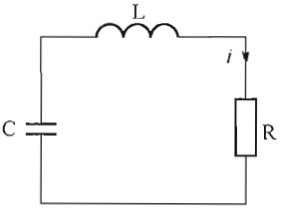


图 2－14 放电回路的原理等效电路

$$LC\frac{\mathrm{d}^2 i}{\mathrm{d}t}+RC\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}+i=0 \tag{2-21}$$

式（2－21）为一个二阶常系数齐次微分方程，其特征方程为：

$$LCp^2+RCp+1=0 \tag{2-22}$$

特征方程式（2－22）的特征根可表示为：

$$p_1=-\frac{R}{2L}+\sqrt{\frac{R^2}{4L^2}-\frac{1}{LC}},\quad p_2=-\frac{R}{2L}-\sqrt{\frac{R^2}{4L^2}-\frac{1}{LC}} \tag{2-23}$$

由二阶常系数微分方程的知识可知，式（2－21）的解可表示为：

$$i(t)=A_1\mathrm{e}^{p_1 t}+A_2\mathrm{e}^{p_2 t} \tag{2-24}$$

式中 A_1，A_2——待定系数，可由电路的初始状态确定。

在放电回路充电完毕，刚要开始放电时其满足下面的初始条件，即：

$$i(0+)=0,\quad \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}\Big|_{t=0+}=\frac{U_0}{L} \tag{2-25}$$

式中 U_0——储能脉冲电容器开始放电时电压的初始值。

利用式（2－24）和式（2－25），可求出待定系数，即：

$$A_1=\frac{-U_0}{(p_2-p_1)L},\quad A_2=\frac{U_0}{(p_2-p_1)L} \tag{2-26}$$

因此，将 A_1 和 A_2 代入式（2－24）即可得到式（2－21）的解，即：

$$i(t)=\frac{U_0}{(p_2-p_1)L}(\mathrm{e}^{p_2 t}-\mathrm{e}^{p_1 t}) \tag{2-27}$$

下面根据特征根的值，分三种情况加以讨论。

1. 欠阻尼情况（$R<2\sqrt{L/C}$）

在欠阻尼条件下，特征方程式（2－22）的特征根为一对共轭复数。若令 $\delta=R/(2L)$，$\omega_0=1/\sqrt{LC}$，$\omega=\sqrt{\omega_0^2-\delta^2}$，则特征根可改写为：

$$p_1 = -\delta + j\omega, p_2 = -\delta - j\omega \tag{2-28}$$

将式（2-28）代入式（2-27），经整理可得：

$$i(t) = \frac{U_0}{\omega L} e^{-\delta t} \sin \omega t \tag{2-29}$$

定义阻尼系数 $\xi = \dfrac{R}{2\sqrt{L/C}}$，则式（2-29）可进一步改写为：

$$i(t) = \frac{U_0}{\sqrt{1-\xi^2}} \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-\xi(1/\sqrt{LC})} \sin\left(\frac{t\sqrt{1-\xi^2}}{\sqrt{LC}}\right) \tag{2-30}$$

放电回路中的电流到达第一个电流幅值的时间为：

$$t_m = \frac{\sqrt{LC}}{\sqrt{1-\xi^2}} \arctan\left(\sqrt{1-\xi^2}/\xi\right) \tag{2-31}$$

放电电流的第一个幅值为：

$$I_m = U_0 \sqrt{C/L} \cdot e^{-(\xi/\sqrt{1-\xi^2})\arctan(\sqrt{1-\xi^2}/\xi)} \tag{2-32}$$

由式（2-29）或式（2-30）得，当阻尼系数小于1时，即欠阻尼条件，放电电流为幅值不断衰减的正弦波，且脉冲电流的幅值按指数规律衰减，如图2-15所示。

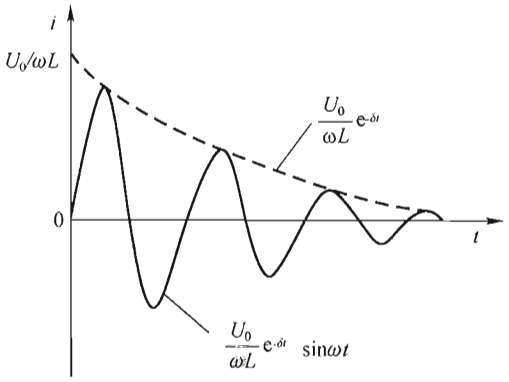


图2-15　欠阻尼条件下的放电电流波形

当放电回路中的回路电阻很小可以忽略时，即 $R \ll 2\sqrt{\dfrac{L}{C}}$ 时，$\omega \approx \omega_0$，$\delta \approx 0$，放电电流可表示为：

$$i(t) = \frac{U_0}{\omega_0 L} \sin \omega_0 t = U_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \sin \omega_0 t \tag{2-33}$$

2. 脉冲电流波形参数及其影响因素

下面对放电时脉冲电流波形的相关参数进行说明。放电时脉冲电流的主要参数包括最大脉冲电流幅值 I_m、脉冲电流的最大上升陡度 $(di/dt)_m$、

脉冲电流的衰减系数 δ，以及脉冲电流的周期或频率。

（1）最大脉冲电流幅值。最大脉冲电流幅值是指理想情况下，即在忽略回路电阻的情况下所获得的脉冲电流的最大值。根据式（2－33）可知，当 $t=\pi/(2\omega_0)=\pi\sqrt{LC}/2$ 时，脉冲电流达到其最大值，且最大值可表示为：

$$I_m = U_0\sqrt{C/L} \tag{2-34}$$

将电容器储能的表达式 $W=CU_0^2/2$ 代入式（2－34）可得 $I_m=\sqrt{2W/L}$。从最大脉冲电流幅值的表达式可知，最大脉冲电流取决于储能脉冲电容器的容量、初始充电电压及放电回路中的电感，或者取决于脉冲电容器的初始储能和回路电感。因此，欲获得脉冲大电流，需提高初始储能和减小回路电感。

（2）最大上升陡度。脉冲电流的最大上升陡度也是指理想情况下，脉冲电流的最大变化率。因此，要想获得脉冲电流的最大上升陡度需对式（2－33）进行微分，从而有：

$$\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = I_m\omega_0\cos\omega_0 t \tag{2-35}$$

由式（2－35）可知，脉冲电流对时间的变化率是按余弦规律变化的，当 $t=0$ 时，电流的变化率最大，即：

$$\left(\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}\right)_m = I_m\omega_0 = \frac{U_0}{L} \tag{2-36}$$

由式（2－36）可知，脉冲电流的最大上升陡度与电容器的容量无关，而仅取决于脉冲电容器的初始充电电压和放电回路中的回路电感。因此，要想使充电完毕的脉冲电容器快速放电，获得较大的电流上升陡度需要尽可能减小放电回路中的电感。

（3）衰减系数。脉冲电流的衰减系数是指脉冲电流幅值衰减的速率。在放电回路中，由于回路电阻的存在，它会消耗一定的能量，从而使放电脉冲电流的幅值不断衰减变小。脉冲电流幅值的衰减情况可从图 2－15 中看出，即图 2－15 中幅值的包络线（虚线）。衰减系数可用式（2－37）表示：

$$\delta = R/(2L) \tag{2-37}$$

衰减系数越大，脉冲电流幅值衰减得越快。

（4）周期和频率。脉冲电流的周期和频率也是表征其变化快慢的相关参数。脉冲电流的角频率、频率和周期可分别表示为：

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2-\delta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{R^2}{4L^2}}$$

$$f=\frac{\omega}{2\pi}$$

$$T=\frac{2\pi}{\omega}=2\pi\Big/\sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{R^2}{4L^2}} \tag{2-38}$$

理想情况下，$\omega=\omega_0=1/\sqrt{LC}$，$f=1/(2\pi\sqrt{LC})$，$T=2\pi\sqrt{LC}$。

3. 临界阻尼情况（$R=2\sqrt{L/C}$）

在临界阻尼条件下，阻尼系数为1，特征方程的两个特征根相等，即：

$$p_1=p_2=-\delta=-\frac{R}{2L} \tag{2-39}$$

在这种情况下，式（2-21）的解可表示为 $i(t)=U_0(e^{p_2t}-e^{p_1t})/[(p_2-p_1)L]$。对该电流表达式，可利用求极限的方法求得回路电流为：

$$i(t)=\frac{U_0t}{L}e^{p_2t}=\frac{U_0t}{L}e^{(-1/\sqrt{LC})} \tag{2-40}$$

放电脉冲电流到达幅值的时间为：

$$t_m=\sqrt{LC} \tag{2-41}$$

放电脉冲电流的幅值为：

$$I_m=U_0\sqrt{C/L}\cdot e^{-1}=0.368U_0\sqrt{C/L}=0.368\sqrt{2W/L}=0.736U_0/R \tag{2-42}$$

设脉冲电流由零经最大值再衰减至0.5倍最大值的时间为 $T_{0.5}$，利用式（2-40）和式（2-41）得：

$$\frac{I_m}{2}=\frac{U_0}{L}T_{0.5}e^{(-T_{0.5}/t_m)} \tag{2-43}$$

$$I_m=\frac{U_0}{L}t_me^{-1} \tag{2-44}$$

由式（2-43）和式（2-44）联合求解得：

$$\frac{1}{2}e^{-1}=\frac{T_{0.5}}{t_m}e^{(-T_{0.5}/t_m)} \tag{2-45}$$

由式（2-45）得 $T_{0.5}/t_m\approx2.68$。考虑到IEC和国标规定的脉冲电流波前时间和半波峰时间，计算所得的半波峰时间和波前时间的比值为3.76。

由此可见，线性电阻脉冲大电流装置中，放电回路在临界阻尼条件下是得不到4μs/10μs、8μs/20μs标准脉冲电流波形的。因为4μs/10μs、8μs/20μs标准脉冲电流的半波峰时间和波前时间的比值为2.5。若要减小半波峰时间和波前时间的比值，放电回路必须工作在欠阻尼条件下。在过阻尼条件下，半波峰时间和波前时间的比值大于3.76，适合于半波峰时间

和波前时间的比值较大的脉冲电流，如 1μs/20μs、10μs/350μs 的脉冲电流等。

4. 过阻尼情况（$R>2\sqrt{L/C}$）

在过阻尼条件下，阻尼系数大于 1，特征方程有两个不相等的实数根，即：

$$p_1=-\delta+\sqrt{\delta^2-\omega_0^2},p_2=-\delta-\sqrt{\delta^2-\omega_0^2} \tag{2-46}$$

放电脉冲电流可表示为：

$$\begin{aligned} i(t)&=\frac{U_0}{(p_2-p_1)L}(\mathrm{e}^{p_2t}-\mathrm{e}^{p_1t})\\ &=\frac{U_0}{2\sqrt{\xi^2-1}}\sqrt{\frac{C}{L}}\mathrm{e}^{-\frac{\xi t}{\sqrt{LC}}}(\mathrm{e}^{(\frac{t}{\sqrt{LC}}\cdot\sqrt{\xi^2-1})}-\mathrm{e}^{(-\frac{t}{\sqrt{LC}}\cdot\sqrt{\xi^2-1})}) \end{aligned} \tag{2-47}$$

脉冲电流到达幅值的时间为：

$$t_m=\frac{\sqrt{LC}}{\sqrt{\xi^2-1}}\mathrm{arctanh}(\sqrt{\xi^2-1}/\xi) \tag{2-48}$$

脉冲电流的幅值为：

$$I_m=U_0\sqrt{\frac{C}{L}}\mathrm{e}^{-\frac{\xi}{\sqrt{\xi^2-1}}\mathrm{arctanh}(\frac{\sqrt{\xi^2-1}}{\xi})} \tag{2-49}$$

总的来说，欠阻尼条件下放电脉冲电流为振荡波，在临界阻尼和过阻尼条件下放电脉冲电流为非振荡波。理想情况下，脉冲电流的最大值 $I_m=U_0\sqrt{C/L}$；临界阻尼条件下，脉冲电流的最大值为 $0.368I_m$。回路电阻越大，脉冲电流的最大值越小。放电回路处于非振荡状态时，脉冲电流的最大值发生在临界条件下。

2.2 脉冲电流发生器放电回路的参数设计

脉冲电流发生器的参数设计主要是依据通过设计脉冲电流发生器放电回路中的有关参数，从而使其产生符合一定要求的脉冲电流波形。

2.2.1 放电回路阻尼系数和脉冲电流波形参数的关系

根据放电回路中的电参数关系可知放电回路有欠阻尼、临界阻尼和过阻尼三种工作方式。当放电回路工作于不同工作方式时，其所产生的脉冲电流的表达式是不同的。在脉冲电流发生器的设计过程中，为了便于合理确定放电回路中的有关电参数，现对欠阻尼、临界阻尼和过阻尼条件下的脉冲电流的表达式进行归一化处理[4]。令：

$$i^* = i/(U_0/\sqrt{C/L}),\ t^* = t/\sqrt{LC} \qquad (2-50)$$

式中 i^*——归一化的脉冲电流参数；

t^*——归一化的时间参数。

将式（2－50）分别代入式（2－32）、式（2－40）和式（2－47）可分别得到欠阻尼、临界阻尼和过阻尼条件下脉冲电流的归一化表达式，即：

$$i^* = \frac{1}{\sqrt{\xi^2-1}} e^{-\xi t^*} \sin(t^* \sqrt{1-\xi^2}) \qquad \xi < 1 \qquad (2-51)$$

$$i^* = t^* e^{-t^*} \qquad \xi = 1 \qquad (2-52)$$

$$i^* = \frac{1}{2\sqrt{\xi^2-1}} e^{-\xi t^*} (e^{t^*\sqrt{\xi^2-1}} - e^{-t^*\sqrt{\xi^2-1}}) \qquad \xi > 1 \qquad (2-53)$$

参照式（2－50）同样可以对脉冲电流的峰值、波前时间、半波峰时间以及峰值附近的振荡幅值和反极性振荡幅值进行归一化处理，从而用 i_m^*、T_1^*、T_2^*、$i_{m_1}^*$和 $i_{m_2}^*$分别表示归一化的脉冲电流峰值、波前时间、半波峰时间以及峰值附近的振荡幅值和反极性振荡幅值。

$$i_m^* = \frac{i_m}{(U_0/\sqrt{C/L})},\quad T_1^* = T_1/\sqrt{LC},\quad T_2^* = T_2/\sqrt{LC}$$

$$i_{m_1}^* = \frac{i_{m_1}}{(U_0/\sqrt{C/L})},\quad i_{m_2}^* = i_{m_2}/(U_0/\sqrt{C/L})$$

归一化处理之后，脉冲电流及其峰值、波前时间、半波峰时间、振荡性幅值只与阻尼系数有关。通过计算可得到脉冲电流发生器放电回路阻尼系数与输出脉冲电流波形参数之间的关系曲线，如图 2－16～图 2－19 所示[4,9,10]。利用这些曲线可方便地确定各种脉冲电流发生器的放电回路参数。

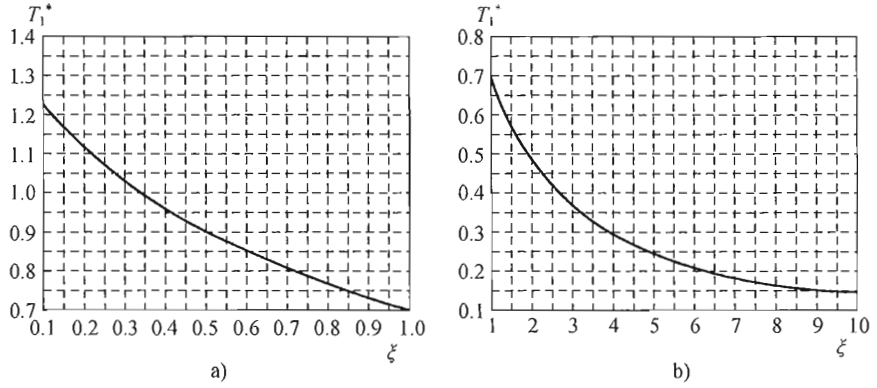


图 2－16 T_1^* 与 ξ 的关系

a）ξ 介于 0.1～1.0 时对应的 T_1^*；b）ξ 介于 1～10 时对应的 T_1^*

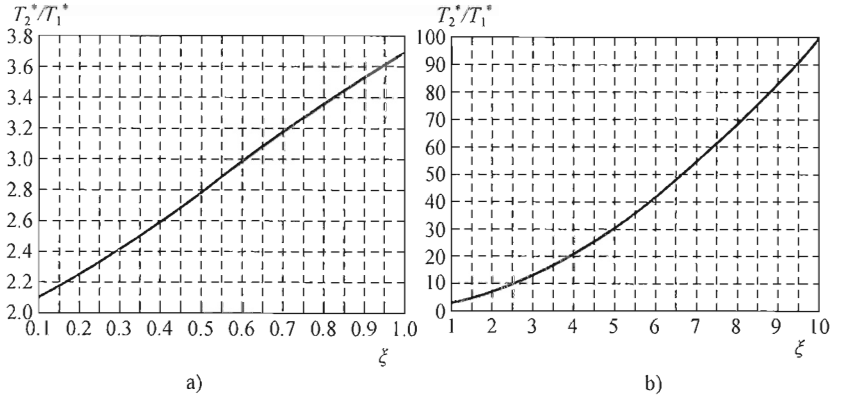


图 2－17　T_2^*/T_1^* 与 ξ 的关系

a）ξ 介于 0.1～1.0 时对应的 T_2^*/T_1^*；b）ξ 介于 1～10 时对应的 T_2^*/T_1^*

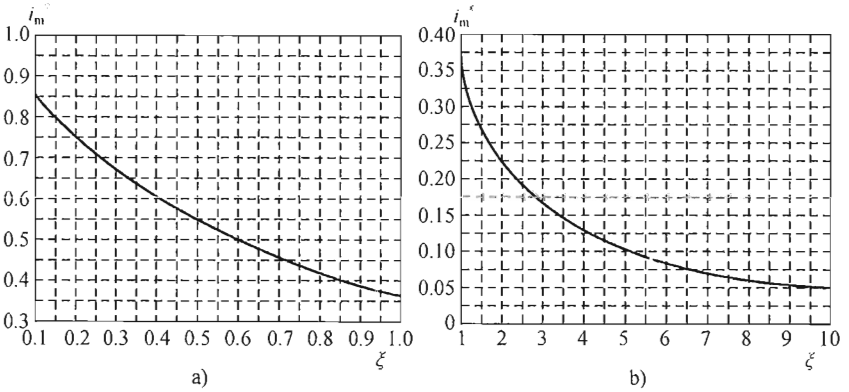


图 2－18　i_m^* 与 ξ 的关系

a）ξ 介于 0.1～1.0 时对应的 i_m^*；b）ξ 介于 1～10 时对应的 i_m^*

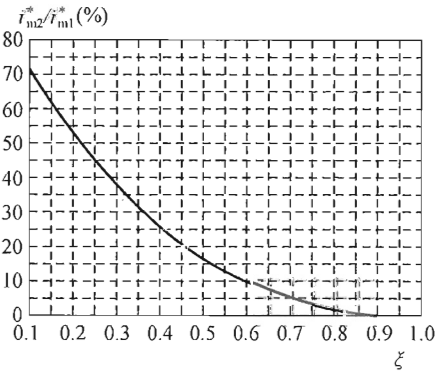


图 2－19　i_{m2}^*/i_{m1}^* 与 ξ 的关系

为方便使用，表 2－1 给出了几种常用脉冲电流波形的参数[4]。

表 2－1　几种常用脉冲电流波形的参数

波形种类 单位/μs		4/10	8/20	30/80	1/20	10/250	10/350	10/1000
回路参数	ξ	0.47	0.47	0.47	4.0	4.5		10
	T_1^*	0.92	0.92	0.92	0.3	0.27	0.23	0.14
	i_m^*	0.56	0.56	0.56	0.12	0.11	0.09	0.05

为说明上述曲线的使用方法，现举例说明：拟设计一个脉冲电流发生器，脉冲电流的峰值 $i_m = 20\text{kA}$，$T_1/T_2 = 8\mu\text{s}/20\mu\text{s}$，放电回路阻抗为 1Ω。

由于脉冲电流发生器由线性元件组成，要得到 8μs/20μs 的标准脉冲电流波形，放电回路需工作在欠阻尼状态下。根据 IEC 和国标规定，i_{m2}^*/i_{m1}^* 不大于 20%。经查取图 2－19 曲线得阻尼系数为 0.47；再根据图 2－17 中曲线查得，当阻尼系数为 0.47 时，$T_2^*/T_1^* = 2.72$，在标准脉冲电流波形的允许范围之内。再查图 2－16 得，当阻尼系数为 0.47 时，$T_1^* = 0.92$；查图 2－18 可知，当阻尼系数为 0.47 时，$i_m^* = 0.56$。

上述查得的相关参数及 $R = 1\Omega$ 代入公式 $i_m^* = i_m/(U_0/\sqrt{C/L})$，$T_1^* = T_1/\sqrt{LC}$，$\xi = R/(2\sqrt{L/C})$，即可计算出 $C = 8.17\mu\text{F}$，$L = 9.25\mu\text{H}$，$U_0 = 38\text{kV}$。

2.2.2　线性放电回路电参数的设计

采用上述方法进行计算可获得脉冲电流发生器放电回路的相关参数。表 2－2 ~ 表 2－4 所示为峰值电流均为 10kA 的 4μs/10μs、8μs/20μs 和 30μs/80μs 的脉冲电流发生器放电回路的相关参数[4]。

表 2－2　4μs/10μs 脉冲电流发生器放电回路的相关参数

$C/\mu\text{F}$	$L/\mu\text{H}$	R/Ω	U_0/kV
8	2.36	0.508	9.64
14	1.35	0.291	5.54
20	0.945	0.204	3.87

表 2－3　8μs/20μs 脉冲电流发生器放电回路的相关参数

$C/\mu\text{F}$	$L/\mu\text{H}$	R/Ω	U_0/kV
14	5.4	0.584	11.1
24	3.15	0.341	6.47
32	2.36	0.255	4.85

表 2－4　30μs/80μs 脉冲电流发生器放电回路的相关参数

$C/\mu F$	$L/\mu H$	R/Ω	U_0/kV
36	29.53	0.852	16.18
72	14.77	0.426	8.09
108	9.846	0.284	5.39

从表 2－2～表 2－4 可知，在产生相同幅值的脉冲电流时，选取的电容器的容量越大，调波电感和调波电阻就越小，所需的电压就越低，相应的储能脉冲电容器的储能就越小。但是，电容器容量的增加和充电电压的减小会受到试品残压的限制。此外，在实际应用中，对一台脉冲电流发生器来说，由于对脉冲电流幅值要求不同，其等效电阻也不同。为满足脉冲电流波形对半波峰持续时间的要求，电阻的阻值不能太小，这就要求电容器的容量不能太小。

在脉冲大电流技术中，还经常用到非振荡脉冲电流。表 2－5～表 2－8 所示为峰值电流均为 1kA 的 1μs/20μs、10μs/250μs、10μs/350μs 和 10μs/1000μs 的脉冲电流发生器放电回路的相关参数[4]。

表 2－5　1μs/20μs 脉冲电流发生器放电回路的相关参数

$C/\mu F$	$L/\mu H$	R/Ω	U_0/kV
3	3.70	8.88	9.25
4	2.78	6.34	6.95
6	1.85	4.44	4.63

表 2－6　10μs/250μs 脉冲电流发生器放电回路的相关参数

$C/\mu F$	$L/\mu H$	R/Ω	U_0/kV
36	38	9.24	9.34
72	19	4.62	4.67
108	12.7	3.09	3.11

表 2－7　10μs/350μs 脉冲电流发生器放电回路的相关参数

$C/\mu F$	$L/\mu H$	R/Ω	U_0/kV
36	52.5	13.0	13.42
72	26.3	6.5	6.72
108	17.5	4.3	4.47

表 2－8　10μs/1000μs 脉冲电流发生器放电回路的相关参数

$C/\mu F$	$L/\mu H$	R/Ω	U_0/kV
72	70.9	19.8	19.8
108	47.2	13.2	13.2
144	35.4	9.9	9.9

2.2.3　非线性放电回路电参数分析及设计

上节讨论了纯线性调波的脉冲电流发生器放电回路参数的设计问题，但有时脉冲电流发生器的负载为电力系统避雷器用的非线性金属氧化物电阻片、电子元器件行业的非线性压敏电阻片及各种浪涌保护器 SPD 等。目前，这些器件大多具有良好的非线性，它们在脉冲电流发生器放电回路中的作用和线性电阻有着极大不同。下面分析当脉冲电流发生器回路含有非线性元件时，脉冲电流发生器的调波原理。

图 2－20 所示为脉冲电流发生器放电回路的原理图。其中，R_1 为调波电阻，L 为调波电感，U_p 为非线性电阻片两端的电压，i 为放电回路中流过的脉冲电流，R_p 为非线性电阻片的等效电阻。R 为放电回路的总电阻，$R=R_1+R_p$。

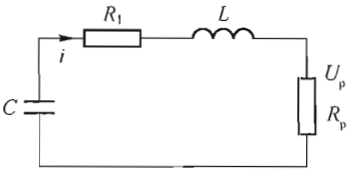


图 2－20　脉冲电流发生器放电回路的原理图

非线性电阻片的基本特性是用流过器件的电流与器件两端电压的对应关系——伏安特性曲线来表示的。但到目前为止，还没有精确地表征非线性电阻片电流电压关系的理论方程，因此仍采用下面的经验公式：

$$I_p=K(U_p)^{\alpha},\alpha=\frac{\lg\left(\frac{I_{p2}}{I_{p1}}\right)}{\lg\left(\frac{U_{p2}}{U_{p1}}\right)},R_p=\frac{U_p}{I_p} \tag{2-54}$$

式中　K——比例系数；

α——非线性电阻片的非线性系数，和非线性电阻片的几何参数（如直径、厚度）有关；

R_p——等值电阻，等于某点峰值电压和峰值电流的比值。

为了便于讨论，这里仅讨论含非线性电阻元件的 8μs/20μs 脉冲电流发生器的调波原理。根据 IEC 和国标的有关规定，8μs/20μs 脉冲电流波形

的反极性振荡幅值不应超过脉冲电流幅值的20%，放电回路的阻尼系数应不小于0.47，根据阻尼系数可以选取组成脉冲电流回路中的参数。其中放电回路中总电阻包括线性调波电阻、非线性电阻片的等效电阻、传输线的电阻及开关电阻等。非线性电阻片的电阻是电压和电流的函数，放电过程中，其等效电阻是不断变化的。

从前面临界阻尼条件下脉冲电流波的计算可知：在临界阻尼条件下，波形半波峰时间与波前时间的比值 T_2/T_1 为3.76，超过了IEC和国标对8μs/20μs脉冲电流 T_2/T_1 的规定要求2.05～3.06，因此在临界阻尼条件下不可能得到标准的8μs/20μs脉冲电流波形。计算表明：在纯线性的调波情况下，脉冲电流的波前时间 T_1 与标准规定的时间8μs基本接近，半波峰时间 T_2 与标准规定的时间20μs之间存在较大的偏差。但实际脉冲电流调波时，利用非线性电阻的特点，半波峰时间将会变短，并且随着脉冲电流峰值的增加，这种变化趋势越明显。

在设计包含非线性电阻元件的脉冲电流发生器的放电回路时，可假定脉冲电流发生器输出的最大峰值电流为 I_m，按照 $0.25I_m$ 时的非线性电阻片的动态电阻，将脉冲电流发生器放电回路设计为临界阻尼状态。讨论回路中加入不同线性电阻调波时，脉冲电流发生器放电回路参数的变化情况，从而寻找脉冲电流发生器的设计原则。

1. 含氧化锌电阻片的脉冲电流发生器放电回路的调波问题

假设某一氧化锌非线性电阻片，其参数如下：比例系数 $K=3.7$，非线性系数 $\alpha=20$。在脉冲电流值为10kA时的等效电阻值为 $R_p=0.56\Omega$。在只有非线性元件的情况下，假定回路工作在临界阻尼状态，L 和 C 满足：

$$T_m=\sqrt{LC},R=2\sqrt{\frac{L}{C}} \tag{2-55}$$

由式（2-55）计算可得，$C=28.57\mu F$，$L=2.24\mu H$。在确定了 L 和 C 的值之后，针对不同的线性电阻调波情况，讨论输出脉冲电流的波形参数的变化规律。

（1）调波电阻为零时脉冲电流波形参数的计算。当放电回路中只存在非线性电阻时（$R_1=0$），通过计算可给出脉冲电流的波形参数，如表2-9[4]所示。由表2-9可知：当电容器电压为10～50kV时，T_2/T_1 在2.25～2.07范围内变化；随着电容器电压的增加，波前时间比半波峰持续时间的增加更为显著，因此电容器电压增加时，T_2/T_1 减小；表2-9中的波前时间偏大，可通过减小电感或适当接入一定调波电阻的方法，得到满足标准要求的脉冲电流波形。

表 2－9　调波电阻为零时脉冲电流的波形参数

U_c/kV	i_m/kA	T_m/μs	T_1/μs	T_2/μs	T_2/T_1
10	17.2	11.0	8.99	20.2	2.25
20	47.4	11.7	9.62	20.5	2.13
30	81.9	12.2	9.83	20.6	2.10
40	115.8	12.4	9.97	20.7	2.08
50	150.1	12.4	10.03	20.8	2.07

（2）调波电阻为一定值时脉冲电流波形参数的计算。通过计算可得到调波电阻为一定值时的脉冲电流的波形参数。表 2－10 所示为线性调波电阻 $R_1 = R_p/4$ 时脉冲电流的波形参数[4]。

表 2－10　线性调波电阻 $R_1 = R_p/4$ 时脉冲电流的波形参数

U_c/kV	i_m/kA	T_m/μs	T_1/μs	T_2/μs	T_2/T_1
10	12.83	9.7	7.53	19.8	2.63
20	34.74	10.4	8.08	19.9	2.46
30	59.15	10.6	8.20	20.0	2.44
40	83.36	10.7	8.30	20.0	2.41
50	107.8	10.9	8.32	20.0	2.40

不同线性调波电阻下，充电电压与 T_2/T_1 的关系曲线和电容器充电为 20kV 时 R_1/R_p 与 T_2/T_1 的关系曲线分别如图 2－21a 和图 2－21b 所示[4]。由图 2－21 可知：当负载为非线性电阻时，波形参数 T_2/T_1 和充电电压的大小有关，随着充电电压的增加，T_2/T_1 将减小；在相同电流幅值的情况下，线性调波电阻 $R_1 = 0$ 时，T_2/T_1 最小，随着 R_1/R_p 的增加 T_2/T_1 将增加。

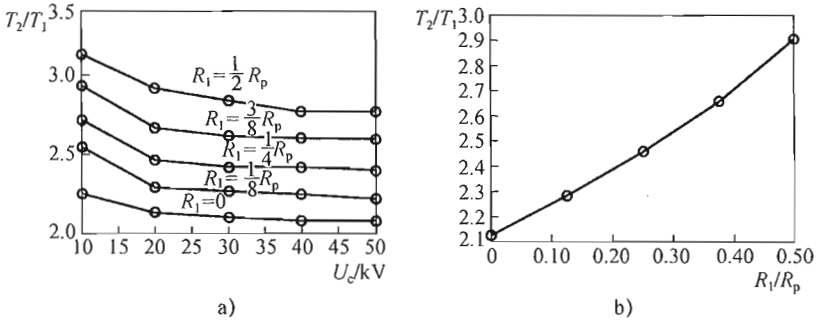


图 2－21　不同线性调波电压及 R_1/R_p 与 T_2/T_1 的关系曲线

a）充电电压与 T_2/T_1 的关系曲线；b）20kV 时 R_1/R_p 与 T_2/T_1 的关系曲线

按照 IEC 及国标对 8μs/20μs 脉冲电流波形时间参数的规定，T_1 和 T_2 的允许偏差应在 -10% ~10% 之间，因此 T_1 和 T_2 的允许范围分别为 7.2 ~ 8.8μs 和 18 ~22μs，故 T_2/T_1 在 2.05 ~3.06 范围内变化均可满足规定要求。综合前面线性调波电阻对 T_2/T_1 影响的讨论，R_1/R_p 最好选定在 0.25 ~0.45 之间，这样就可产生满足标准要求的 8μs/20μs 冲击电流波形。

2. 含压敏电阻的脉冲电流发生器的调波问题

含压敏电阻的脉冲电流发生器常用于压敏电阻限制电压的测试，其对脉冲电流幅值范围的要求比较宽，一般为 1 ~200A。当脉冲电流幅值在 10A 以内时，压敏电阻的等效电阻可高达 100Ω 以上；当脉冲电流幅值在 100 ~200A 时，其等效电阻一般为几欧姆。因此，要想在比较大的电流幅值范围内产生标准的脉冲电流试验波形是比较困难的。通常的方法是通过电流分段、设计多个脉冲电流回路来实现，但这会给电路设计、制造和试验带来很大的麻烦。因此，对含压敏电阻的脉冲电流发生器放电回路的研究具有重要的意义。

压敏电阻的电流/电压关系的理论方程仍采用式（2 -54）经验公式进行表征。图 2 -22a 所示为实际测得的压敏电阻的阻值 R 与脉冲电流 I 的关系曲线，图 2 -22b 所示为比例系数 $K = 1.08$ 以及非线性系数 $\alpha = 30$ 的情况下，利用压敏电阻的电流与电压的经验公式通过模拟所得到的压敏电阻与脉冲电流的关系曲线[4]。

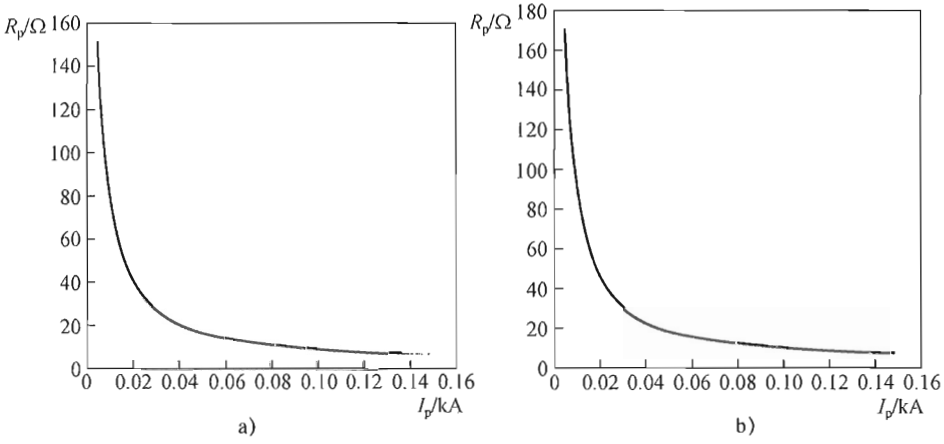


图 2 -22　压敏电阻的等效电阻对脉冲电流的关系曲线

a）实测等效电阻与脉冲电流的关系曲线；b）模拟等效电阻与脉冲电流的关系曲线

由图 2 -22 可知，压敏电阻的等效电阻有较大的变化范围，其变化范围可在 100 多欧姆到几个欧姆之间，因此在设计脉冲电流发生器的放电回

路时负载等效阻抗的变化已成为放电回路设计所必须考虑的因素之一。由于压敏电阻的等效电阻有较大的变化范围，所以在设计含压敏电阻的脉冲电流发生器放电回路时，应选择较小的电容和较大的调波电感及电阻。含压敏电阻的脉冲电流发生器放电回路工作在小电流区域时，压敏电阻的等效电阻较大，对放电回路中脉冲电流波形有较大影响；而工作在大电流区域时，压敏电阻的等效电阻较小，线性调波电阻对放电回路中脉冲电流波形的影响较大；而在脉冲电流的中间区域时，线性调波电阻和非线性压敏电阻共同对脉冲电流波形进行调节。

对于压敏电阻片工作于 1～100A 的脉冲电流发生器放电回路而言，可取压敏电阻片的参数为：比例系数 $K=1.08$，非线性系数 $\alpha=30$。在 $I_p/4$（25A）时压敏电阻为 $R_p=35\Omega$。在只有非线性元件存在的情况下，若产生 8μs/20μs 脉冲电流波并使回路工作在临界阻尼状态，则依据式（2－55）计算可得 $L=140\mu H$，$C=0.457\mu F$。在回路电感和电容确定之后，可计算不同充电电压下脉冲电流的波形参数。

（1）调波电阻为零时脉冲电流波形参数的计算。当回路中只存在非线性电阻时，计算得到的脉冲电流发生器回路放电脉冲电流波形参数如表 2－11 所示[4]。计算条件为 $L=140\mu H$，$C=0.457\mu F$。

表 2－11　调波电阻为零时脉冲电流的波形参数

U_c/kV	i_m/A	T_m/μs	T_1/μs	T_2/μs	T_2/T_1
0.25	8.1	10.4	8.6	19.8	2.30
0.5	21	11.8	9.3	20.4	2.19
1.0	48	11.9	9.7	20.6	2.12
2.0	80	12.3	10.0	20.8	2.08
3.0	160	12.5	10.2	21.0	2.06

由表 2－11 可知：在上述所选的参数条件下，当电容器的充电电压在 0.25～3kV 的范围内变化时，$T_2/T_1<2.5$ 且在 2.06～2.30 范围内变化；电容器充电电压对波前时间的影响比对半波峰持续时间的影响更为显著，随着电容器充电电压的增大，T_2/T_1 将变小；表 2－11 中给出的波前时间较大，可通过减小电感或适当接入调波电阻的方法得到所需的脉冲电流波形。

（2）调波电阻为一定值时脉冲电流波形参数的计算。通过计算可得到调波电阻为一定值时的脉冲电流的波形参数[4]。表 2－12 给出了线性调波电阻 $R_1=R_p/4$ 时，脉冲电流的波形参数[4]。计算条件为：$L=140\mu H$，$C=0.457\mu F$，$R_1=8.75\Omega$。

表 2－12　调波电阻为 $R_p/4$ 时脉冲电流的波形参数

U_c/kV	i_m/A	T_m/μs	T_1/μs	T_2/μs	T_2/T_1
0.25	8.4	10.78	8.2	20.1	2.46
0.5	18.7	10.79	8.5	20.2	2.38
1.0	39.9	11.17	8.6	20.2	2.35
2.0	84.1	11.25	8.7	20.1	2.31
3.0	127	11.16	9.2	20.2	2.20

用同样的方法可计算出其他线性调波电阻时的脉冲电流波形参数，并据此得到不同线性调波电阻时电容器的充电电压与 T_2/T_1 的关系曲线，如图 2－23a 所示。另外图 2－23b 给出了电流为某一定值且 $U_c=0.5$kV 时，R_1/R_p 与 T_2/T_1 的关系曲线。

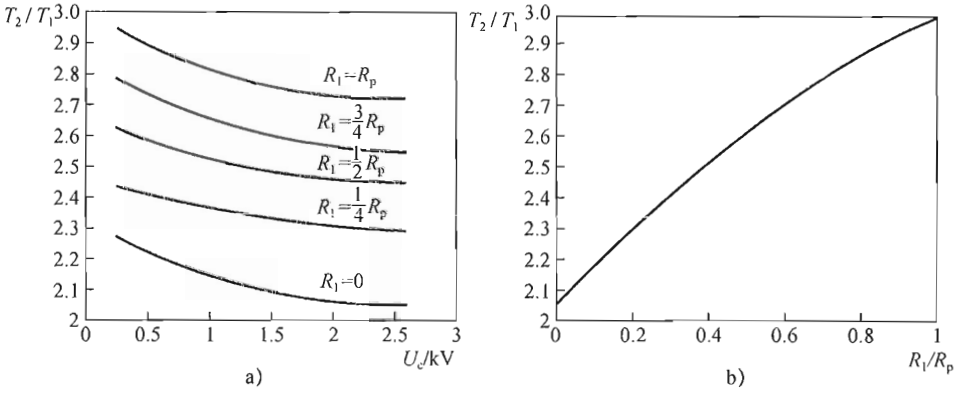


图 2－23　不同线性调波电阻时充电电压及 R_1/R_p 与 T_2/T_1 的关系曲线[4]

a）充电电压与 T_2/T_1 的关系；b）R_1/R_p 与 T_2/T_1 之间的关系曲线

通过上述讨论可知：当负载为非线性电阻时脉冲电流的波形参数 T_2/T_1 和电容器充电电压有关，随着充电电压的增加，T_2/T_1 将减小；在无线性调波电阻时，波形参数 T_2/T_1 受充电电压的影响较大，加入线性调波电阻后，T_2/T_1 受充电电压的影响减弱；在相同电流幅值的情况下，线性调波电阻 $R_1=0$ 时 T_2/T_1 最小，随着 R_1/R_p 的增加，T_2/T_1 将增加。因此在设计过程中需选择合适的 R_1/R_p，从而使产生的脉冲电流波形参数满足 IEC 和国标的规定。此外，研究表明：压敏电阻的非线性系数 α 和 T_2/T_1 有一定的关系，当非线性系数 α 在 20～60 的范围内变化时，T_2/T_1 的变化不是特别明显。

在设计含压敏电阻片的脉冲电流发生器放电回路时，需依据以下原

则：可按（1/5～1/3）I_m（最大脉冲电流）下压敏电阻片的等效电阻，根据临界阻尼条件，按线性电阻初步选取放电回路中的电感和电容；在脉冲电流的作用区域，压敏电阻的等效电阻有较大的变化范围，在纯非线性负载时 T_2/T_1 较小，有较大的调节裕度。计算表明：当 R_1/R_p 在 0.25～0.5 之间取值时，能产生满足 IEC 和国标的脉冲电流波形。若压敏电阻的等效电阻较大应选择较大的调波电感和较小的电容。

上面所讨论的含非线性元件的脉冲电流发生器放电回路设计与分析实际上是建立在已知非线性电阻片的比例系数和非线性系数的条件下给出的，但在实际设计含非线性元件的脉冲电流发生器放电回路时，由于非线性负载的比例系数和非线性系数千差万别，单一型号的非线性电阻片不可能包罗所有的被试品。因此前面讨论的设计分析方法在实际设计脉冲电流发生器放电回路时，非专业人员是很难使用的。从工程实用的角度出发，可按照下列原则设计含非线性电阻元件的脉冲电流发生器放电回路。

（1）根据试验要求，计算非线性负载的等效电阻变化范围。非线性负载等效电阻可采用下式进行计算：

$$R_{pmin}=U_r/i_{max},R_{pmax}=U_r/i_{min} \tag{2-56}$$

（2）取线性调波电阻 R_1 为非线性负载等效电阻变化范围的 0.2～0.5 倍（视具体情况而定）：

$$R_1=R_{pmin}+(0.2\sim0.5)(R_{pmax}-R_{pmin}) \tag{2-57}$$

则总调波电阻 $R=R_1+R_p$。

（3）根据线性调波电阻 R_1，按线性电阻脉冲电流发生器放电回路的设计方法进行设计。这种方法考虑了脉冲电流发生器放电回路中负载的整个区间。由于回路设计是按照纯线性电阻调波状态进行设计的，根据线性电阻调波的理论可知：当加入非线性负载电阻时，一方面，回路的阻尼系数肯定大于纯线性电阻调波时的阻尼系数；另一方面，非线性电阻还改善了脉冲电流的半波峰持续时间，输出符合 IEC 和国标规定的脉冲电流波形。按 $i_m^*=i_m/(U_0/\sqrt{C/L})$，$T_1^*=T_1/\sqrt{LC}$，$\xi=R/(2\sqrt{L/C})$，以及图 2－16～图 2－19，即可计算出放电回路中回路电感、电阻以及所需电容器充电电压的大小。放电回路中的电感、电容及电容器的充电电压参数可分别表示为：

$$L=\frac{R_1T_1}{2\xi T_1^*},C=\frac{2\xi T_1}{R_1T_1^*},U_c=\frac{I_m\sqrt{L/C}}{i_m^*}=\frac{I_mR_1}{2\xi i_m^*} \tag{2-58}$$

下面对含有非线性电阻片的脉冲电流发生器放电回路的设计进行有关说明。目前，脉冲电流的试验对象有以下三种：金属氧化物避雷器用非线性电阻片、压敏电阻片和浪涌保护器电阻片。对于电力系统用金属氧化物

避雷器电阻片，其8μs/20μs脉冲电流测试范围为5～20kA，残压量值分布为3～10kV，其动态电阻的变化范围为零点几欧姆到2Ω之间；对于压敏电阻片而言，其电流测试范围为1～100A，限制电压的范围较宽，为36～2970V，等效动态电阻为2～100Ω；至于浪涌保护器电阻片，其流过的脉冲电流幅值相对较大，而残压范围较低，其动态电阻较小，只有零点几欧姆甚至更小，因此浪涌脉冲大电流冲击试验时浪涌保护器等效于短路。下面对这几种设计情况加以介绍。

（1）避雷器采用含非线性电阻片的脉冲电流发生器放电回路设计。根据文所述的设计原则，对于动态电阻在零点几欧姆（例如0.2Ω）到2Ω之间，根据式（2－57），脉冲电流发生器放电回路的线性调波电阻可选择为（选取系数为0.25）：

$$R_1 = R_{pmin} + 0.25(R_{pmax} - R_{pmin}) = 0.2 + 0.25 \times (2 - 0.2) = 0.65(\Omega)$$

对于8μs/20μs的脉冲电流，根据图2－16～图2－19及放电回路产生脉冲电流的反极性振荡电流与脉冲电流幅值之比小于20%，取阻尼系数为0.47，对应的归一化参数为$T_1^* = 0.92$，$i_m^* = 0.56$。根据式(2－58)可求出放电回路中的有关参数，即：$L = 6.01\mu H$，$C = 15.72\mu F$，$U_c = 24.7kV$。

（2）压敏电阻片的脉冲电流发生器放电回路设计。由于压敏电阻片的动态范围较大，设计放电回路时为提高电路的效率，放电回路的设计可按照等效电阻的范围进行分段设计，如2～20Ω，然后再从20～160Ω。

①非线性电阻介于2～20Ω时脉冲电流发生器放电回路的设计。根据式（2－57），脉冲电流发生器放电回路的线性调波电阻可选择为（选取系数为0.25）：

$$R_1 = R_{pmin} + 0.25(R_{pmax} - R_{pmin}) = 2 + 0.25 \times (20 - 2) = 6.5(\Omega)$$

对于8μs/20μs的脉冲电流，根据图2－16～图2－19及放电回路产生脉冲电流的反极性振荡电流与脉冲电流幅值的比值小于20%，取阻尼系数为0.47，对应的归一化参数为$T_1^* = 0.92$，$i_m^* = 0.56$。根据式(2－58)可求出放电回路中的有关参数，即：$L = 60.1\mu H$，$C = 1.572\mu F$，$U_c = 1235V$。

②非线性电阻介于20～160Ω时脉冲电流发生器放电回路的设计。根据式（2－57），脉冲电流发生器放电回路的线性调波电阻可选择为（选取系数为0.25）。

$$R_1 = R_{pmin} + 0.25(R_{pmax} - R_{pmin}) = 20 + 0.25 \times (160 - 20) = 55(\Omega)$$

对于8μs/20μs的脉冲电流，根据图2－16～图2－19及放电回路产生脉冲电流的反极性振荡电流与脉冲电流幅值的比值小于20%，取阻尼系数

为0.47，对应的归一化参数为 $T_1^* = 0.92$，$i_m^* = 0.56$。根据式（2-58）可求出放电回路中的有关参数，即：$L = 509\mu H$，$C = 0.15\mu F$，$U_c = 10.45kV$。

（3）浪涌保护器的脉冲电流发生器放电回路设计。浪涌保护器的脉冲电流冲击试验时的电流等级较高，一般为20kA、40kA直至100kA，其动态电阻一般为零点几欧姆，因此在设计含浪涌保护器的脉冲电流发生器的放电回路时，非线性电阻对脉冲电流波形的影响较小，按前述避雷器电阻片的脉冲电流发生器放电回路设计和线性电阻脉冲电流发生器放电回路的设计原则综合进行设计即可。

（4）典型脉冲电流发生器放电回路的设计实例。设计一脉冲电流发生器放电回路，其脉冲电流的范围为5~70kA，电压范围为1.5~5kV。按照非线性电阻片的脉冲电流试验电流和残压范围，它的动态电阻范围为0.02~1Ω，依据含非线性电阻片的脉冲电流发生器放电回路的设计原则，放电回路中的调波电阻应选为：

$$R_1 = R_{pmin} + 0.25(R_{pmax} - R_{pmin}) = 0.02 + 0.25 \times (1 - 0.02) = 0.265(\Omega)$$

对于8μs/20μs的脉冲电流，根据图2-16~图2-19及放电回路产生脉冲电流的反极性振荡电流与脉冲电流幅值的比值小于20%，取阻尼系数为0.47，对应的归一化参数为 $T_1^* = 0.92$，$i_m^* = 0.56$。根据式（2-58）可求出放电回路中的有关参数，即：$L = 2.45\mu H$，$C = 30.8\mu F$，$U_c = 35.2kV$。工程实际中，电容器的容量可选为32μF。

2.2.4 调波电阻的设计

设计调波电阻主要考虑调波电阻的参数（阻值和热容量）以及结构。

1. 调波电阻的结构

在脉冲电流发生器中，调波电阻的主要功能在于调节脉冲电流的波形。为了使放电回路产生尽可能大的脉冲电流通常要求尽可能减小放电回路的电感，这就给调波电阻的设计带来了困难。一方面，要求调波电阻的等效电感要尽量小，但为了产生一定持续时间的脉冲电流，调波电阻必须具有适当的阻值。而调波电阻的阻值和等效电感之间是一对相互矛盾的参数，因为调波电阻的阻值大时相应的电感量也必然较大。另一方面，还对调波电阻的通流能力有一定要求。对于持续时间较短的脉冲电流，例如4μs/10μs、100kA的脉冲大电流，调波电阻的温升问题还不明显；但对于持续时间是其两倍的8μs/20μs、100kA的脉冲大电流甚至10μs/350μs、100kA的脉冲大电流而言，调波电阻的温升问题则成为一个必须要关注和解决的重要问题。总之，脉冲电流发生器中对调波电阻的要求是：调波电阻的电感应尽可能小；调波电阻的热稳定性要好；调波电阻必须具有一定

的通流能力。

为了减小调波电阻的电感，实际制作调波电阻的方式有两种：一是采用电阻线 S 对绕的方式，如图 2－24a 所示；二是采用电阻线（或电阻片）S 对折的方式，如图 2－24b 所示[4]。

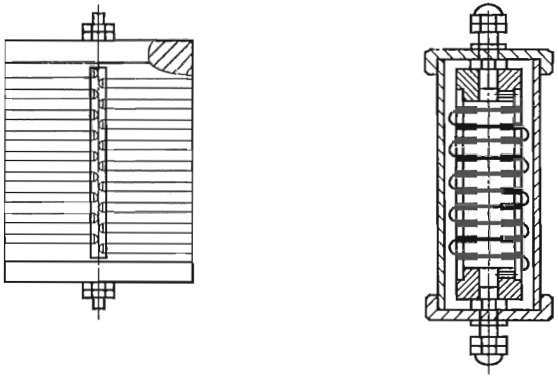
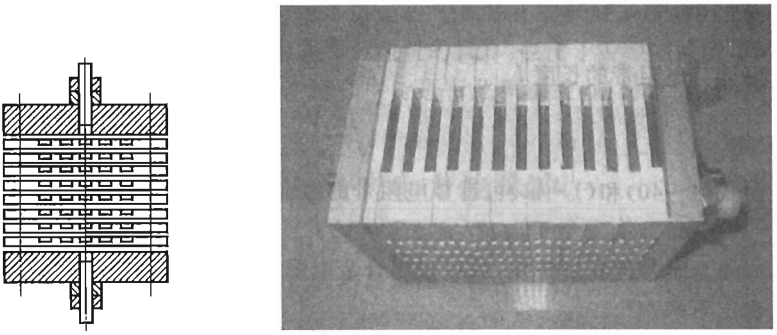


图 2－24　调波电阻的结构示意图

a）电阻线 S 对绕的方式；b）电阻线 S 对折的方式

随着低压防雷技术的发展，脉冲电流的幅值级别越来越高。如 8μs/20μs 脉冲电流，按国标要求，高压避雷器 8μs/20μs 冲击电流试验的幅值最大为 20kA，而浪涌保护器的冲击电流试验的幅值已发展到 100kA～200kA。随着脉冲电流幅值的升高，采用 S 对绕结构和对折结构的调波电阻时会出现下列情况：相邻电阻线（或电阻片）之间的电动力随之增大，使电阻线（或电阻片）变形；由于调波电阻与电极之间的连接点为单点压接或焊接，因此电流一方面可能会引起连接点发生放电现象，影响脉冲电流和电压波形的质量（放电干扰脉冲叠加到脉冲电流和电压信号上），另一方面还会引起连接点局部过热及烧蚀，从而造成调波电阻的损坏。

为了适应脉冲大电流（如 8μs/20μs、100kA 脉冲电流）调波的需要，因此选用电阻率高的合金材料（如锰铜、镍铬、康铜等），用 S 对折的方式制作调波电阻。图 2－25a 和图 2－25b 分别给出了这种调波电阻的结构和实物图[4]。图 2－25 中，每层电阻片由绝缘板（如环氧树脂、聚四氟乙烯等）分隔并压紧固定，绝缘板上开有通风槽，用以散发脉冲大电流在调波电阻上产生的热量。调波电阻的一侧可以安装排风机，以减小调波电阻的温升。电阻片与电极之间采用平板压接的方式，不会发生连接点放电现象。这种结构的调波电阻已应用于脉冲大电流产生装置中。



a)　　b)

图 2－25　脉冲大电流实验装置用调波电阻的结构和实物图
a）调波电阻的结构；b）调波电阻实物图

2. 调波电阻的参数设计

调波电阻的尺寸由电阻值和热容量决定。当调波电阻中流过脉冲电流时，由于时间很短热量根本来不及散发，因此计算调波电阻的参数时可依据绝热过程来考虑。

如设计一阻值为 0.3Ω、50kA、8μs/20μs 的调波电阻，且要求单个脉冲电流引起的最大温升为 200℃。在设计该调波电阻的过程中，通常需按下述步骤进行设计。

先计算调波电阻用合金片的质量，当调波电阻片中通过 50kA、8μs/20μs 的脉冲电流时，调波电阻片上产生的热量为：

$$Q = I_m^2 R_1 T_2 \tag{2-59}$$

式中　I_m——脉冲电流的峰值；

Q——热量；

T_2——脉冲电流的半波峰持续时间。

按脉冲电流的半波峰持续时间来计算调波电阻上产生的热量有些严格，实际上可能只有半波峰持续时间的 2/3 左右。假设调波电阻上产生的热量全部用于使调波电阻的温度升高，则根据热力学定律可写出温升与热量的关系式，即：

$$Q = cm\Delta T \tag{2-60}$$

式中　c——调波电阻材料的比热；

m——调波电阻的质量；

ΔT——调波电阻的温升。

联立式（2－59）和式（2－60）就能求出调波电阻的质量，即：

$$m = (I_m^2 R_1 T_2)/(c\Delta T) \tag{2-61}$$

选定调波电阻的材料即意味着确定了调波电阻材料的密度 ρ_d、电阻率

ρ_e 及比热等参数。然后依据调波电阻的质量，就可按下面这些关系式计算调波电阻的结构参数。

$$V=m/\rho_d, R_1=\rho_e l/S=\rho_e l^2/V, l=\sqrt{(R_1 V)/\rho_e}, S=V/l \quad (2-62)$$

式中 V——调波电阻片的体积；

l——调波电阻片的长度；

S——截面面积。

如果调波电阻片的宽度选定，就可以得出电阻片的厚度，至此调波电阻的参数就完全确定下来了。

如果选用 Cr15Ni60 合金作为调波电阻的材料，则该合金的密度为 8.4g/cm^3，电阻率为 $1.09\times10^{-4}\Omega\cdot\text{cm}$，比热容为 0.417kJ/（kg·℃）。由式（2-61）可计算出调波电阻的质量：

$$m=(I_m^2 R_1 T_2)/(c\Delta T)=\frac{(50\times10^3)^2\times0.3\times20\times10^{-6}}{0.417\times200}=180(\text{g})$$

利用式（2-62）可依次计算出调波电阻的结构参数，即：

$$V=m/\rho_d=\frac{180}{8.4}\approx21.43(\text{cm}^3)$$

$$l=\sqrt{(R_1 V)/\rho_e}=\sqrt{\frac{0.3\times21.43}{1.09\times10^{-4}}}\approx243(\text{cm})$$

$$S=V/l=21.43/243\approx0.088(\text{cm}^2)$$

如果选取合金片的宽度为 8cm，则合金片的厚度为 $H=0.088/8=0.011$（cm）。

因此，选用长度为 243mm、宽度为 80mm、厚度为 0.11mm 的 Cr15Ni60 合金电阻片，即可构成阻值为 0.3Ω 的调波电阻，适合作为 50kA、8μs/20μs 脉冲电流发生器的调波电阻。

2.2.5 特殊非振荡脉冲电流发生器

目前，在防雷器件的研究中，除了电力系统中的氧化锌避雷器阀片及低压压敏电阻外，用于配电系统的一级雷电保护的间隙型浪涌保护器的研究越来越广泛地引起人们的关注。间隙型浪涌保护器实际上是一个防雷间隙，它在雷电流冲击作用下的等效电阻在毫欧量级。对于这种防雷间隙，国外研究较早，如德国的 Phoenix、OBO 等，但在国内这种间隙型浪涌保护器的研究才刚刚起步，用于这类防雷间隙的非振荡脉冲电流通常为 10μs/350μs、幅值在 100kA 以上。

如果按照图 2-14 所示的指数波脉冲电流发生器放电回路设计上述 100kA、10μs/350μs 的脉冲电流发生器，可依据前文介绍的非振荡脉冲电流波形参数的计算方法，确定放电回路中的电参数。为了提高输出脉冲电

流的效率，可选择较大的电容，使放电回路的特征阻抗较小，但回路特征阻抗必须远大于负载的最大等效电阻。因此，可将放电回路的有关参数取值为 $C=400\mu F$，$L=4.73\mu H$，$R=1.17\Omega$，$U_c=120.8kV$。

根据这些参数可知，在电容器容量为 400μF 的情况下，要想输出 100kA、10μs/350μs 的脉冲电流，脉冲电流发生器所需的储能最小需 3000kJ（$0.5CU_c^2=0.5\times400\times120.8^2=2919kJ$）左右。由此可见，采用上述方法产生所需的脉冲电流时，该脉冲电流发生器将非常庞大。为此，可在放电过程中通过改变电路参数的方法或换路的方法减少脉冲电流发生器对储能的需求，但这需要对放电过程进行控制，因此增加了放电回路的复杂性。

为建立特殊的非振荡脉冲电流发生器放电回路（如 100kA、10μs/350μs），可采用图 2－26 所示的电路。图中，C 为储能脉冲电容器，R_1 为调波电阻，R_2 为载荷或试品的等效电阻，G_1 为波头开关，G_2 为波尾开关，L 为电感。

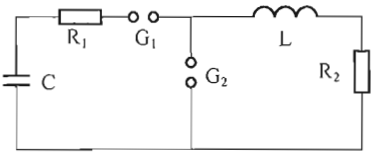


图 2－26　特殊非振荡脉冲电流发生器回路

该放电回路的工作原理是：当储能脉冲电容器充电到一定电压时，间隙开关 G_1 首先导通，此时电容器开始经电阻 R_1、间隙开关 G_1、电感 L 和负载等效电阻 R_2 放电，形成波头；当电感 L 中电流达到其峰值时令间隙开关 G_2 导通，此时放电回路变换为电感 L、负载电阻 R_2 和间隙 G_2，放电时形成波尾。

按照上述脉冲电流波形形成的特点，波头时间与波尾时间的形成电路可分开设计，这有利于灵活确定脉冲电流发生器放电回路中的有关参数。首先根据放电回路的带载能力和脉冲电流的波尾形成回路确定回路中的电感 L，然后根据脉冲电流的波前形成电路选择电容器的容量 C、调波电阻 R_1 和负载等效电阻 R_2 的阻值。在波尾时间 T_2 的形成过程中，放电回路实际上是一个 L－R 电路，放电电流随时间变化的关系式为：

$$i=i_m e^{(-t/\tau)} \tag{2-63}$$

式中　τ——L－R 电路的时间常数，$\tau=L/R_2$。

表 2－13 给出了不同负载情况下，100kA、10μs/350μs 脉冲电流发生器放电回路的参数计算结果[11]。为了确定脉冲电流发生器放电回路的最大负载能力，计算过程中令调波电阻 R_1 取值为零。

表 2－13　不同负载情况下放电回路参数

负载载荷	C/μF	L/μH	R_1/Ω	U_c/kV	能量/kJ
50mΩ	7.4	25	0	190	133.57
100mΩ	3.7	50	0	376	261.55

10μs/350μs 脉冲电流主要用于一级防雷器的动作负载等试验，而一级防雷器多为间隙型过电压保护器件，其等效电阻为其火花放电电阻，此值一般为几十毫欧。如取 50mΩ，从表 2－13 中可知：电容器的充电电压为 190kV，储能为 133.57kJ，所需储能远小于指数波脉冲电流发生器放电回路所需的储能，输出脉冲电流的效率远大于指数波脉冲电流发生器放电回路的效率，考虑到储能脉冲电容器的使用寿命，电容器应运行在额定电压的 80%，因此电容器的额定电压可选择为 240kV。

利用图2－26所示的方法可以作为特殊非振荡脉冲发生器的放电回路，但需要处理好以下几个关键技术问题。

首先，脉冲电流发生器的波前时间和半波峰时间是由两个电路形成的，形成波前时间和半波峰持续时间的过渡过程需要自动可控的高压、大通流能力的放电开关来实现。对于 100kA、10μs/350μs 的脉冲电流发生器而言，其所需的放电开关的工作电压很高，加上脉冲电流的能量很大，因此放电开关的触发与控制、放电电极材料的选取及开关的烧蚀将成为一个比较严重的问题。波前放电开关 G_1 的工作时间较短，放电开关材料的选取和电极的烧蚀还不是主要问题，可选用铜钨合金或不锈钢材料制作即可；当波尾放电开关 G_2 的工作时间长，电极及开关的烧蚀将非常严重，触发电极不能采用针状电极，可选用实心的半球状电极。

其次，由于脉冲大电流的冲击作用，回路中的工作电压较高，这对可控开关触发电流的要求较高，特别是可控开关 G_2，一是必须工作在短时间击穿工作模式下，有小的导通时延；二是要求其触发电极上的触发电压必须随脉冲电流发生器放电回路工作电压的幅值而发生变化，以保证可控开关的稳定触发。为确保自动可控开关导通的准确性需要有数字脉冲计时电路，准确计算并控制可控开关的工作状态。

最后，由于脉冲电流发生器的工作电压和电流幅值都较大，所以放电回路和控制回路的保护是一个必须解决的关键技术问题。这种冲击能量的脉冲电流将在周围产生脉冲强磁场，它会对系统中的测试单元、控制单元产生一定的影响，因此电磁兼容问题也不应忽视。

2.3 脉冲电流发生器的结构及布局设计

在实际脉冲电流发生器的设计和搭建过程中，需要考虑脉冲电流发生器的结构和布局。因此，这一节介绍脉冲电流发生器的结构和布局问题。

2.3.1 脉冲电流发生器的电路结构

脉冲电流发生器是依靠若干储能脉冲电容器并联充电、并联放电来产生脉冲大电流的。为了在一定电压和电容下获得尽可能大的脉冲电流，通常需选用内电感较小的脉冲电容器来作为中间储能元件。当对脉冲电流发生器的试验电压要求较高，而单台脉冲电容器的额定电压不能满足试验要求的电压时，可考虑采用电容器分组串联的结构方式。图2-27a和图2-27b分别所示为脉冲电容器并联和串联使用的原理电路结构。

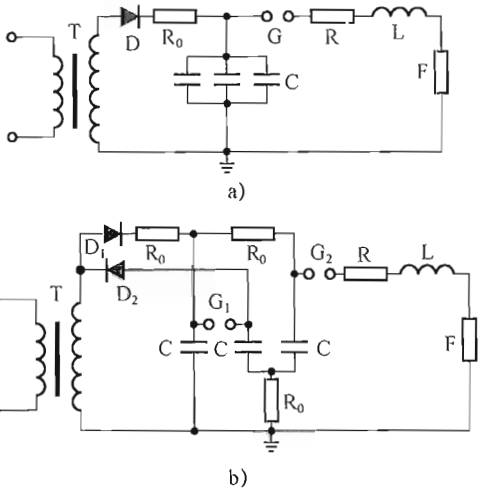


图2-27 脉冲电流发生器的电路拓扑结构

a）并联放电的电路结构；b）串联放电的电路结构

采用图2-27b所示的串联电路拓扑结构时，储能脉冲电容器在放电时通过间隙开关 G_1 的作用将其串联起来，因而可以提高试验电压，但不易在负载上获得所需的脉冲大电流。当采用串联拓扑结构时，各个储能脉冲电容器的电位不同，所以必须保证储能脉冲电容器的对地绝缘和各储能脉冲电容器之间的绝缘。这种拓扑结构的优点在于增加了设备的灵活性，但缺点在于使用了多个隔离间隙，会增大放电回路的电感，从而限制了储能脉冲电容器的快速放电，限制了脉冲电流的快速上升。

为了提高脉冲电流的幅值和脉冲电流的上升陡度，因此在设计过程中须尽可能减小放电回路中的电感。放电回路中的总电感包括储能脉冲电容器的内电感、传输线的电感、间隙开关的电感及负载的电感。因此，在设计脉冲电流发生器的过程中，一是要选用内电感较小的储能脉冲电容器，采用多台储能脉冲电容器并联的拓扑结构；二是要尽可能缩短传输线的长

度或采用多根传输线并联的方法以减小传输线的电感；再有还须减小隔离间隙开关的电感，可以通过多个隔离间隙的并联来实现。对于多个传输线而言，当传输线中流过的脉冲电流的方向相同时，应尽可能增大传输线之间的距离以减小它们之间的互感；相反当传输线中流过的脉冲电流的方向相反时，应尽可能减小传输线之间的距离以增大它们之间的互感。在实际搭建脉冲电流发生器的过程中，通常的做法是：用同轴电缆作为传输线，脉冲电流从同轴电缆的内芯流至负载，经外皮流回；用铜排或铝排作为传输线，多个并联电容器的高压端和接地端各接一个铜排或铝排，且尽可能减小这两块铜排或铝排之间的距离。

2.3.2 脉冲电流发生器的结构布局

在搭建脉冲电流发生器时，可将储能脉冲电容器布置呈环形结构或母线型结构。环形结构是将脉冲电容器均匀或近似均匀地排列在一个圆周上，负载或试品置于该圆周的中心，各电容器至中心负载的距离相等，连线呈放射状，如图 2－28a 和图 2－28b 所示[4]。这种结构布局有利于圆周上的各储能脉冲电容器组同时向中心的负载上放电，从而在负载上获取脉冲大电流。母线型排列结构如图 2－28c 和图 2－28d 所示，其实际上是将电容器进行行列排列，各储能脉冲电容器对负载放电时，因放电回路中电流传输路径上的差异，不利于在负载上同时获得脉冲大电流。

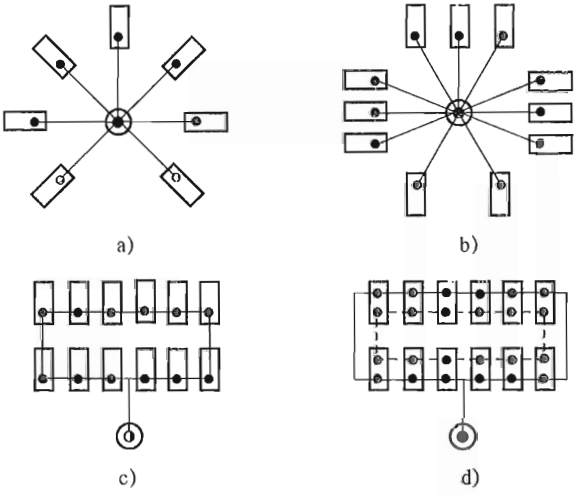


图 2－28 储能脉冲电容器的结构布局

a）环形结构布局 1；b）环形结构布局 2；c）母线型结构布局 1；d）母线型结构布局 2

2.4 储能脉冲电容器的保护

为了获取试验所需的脉冲大电流，脉冲电流发生器常常采用多个储能电容器并联充电、并联放电的工作方式。由于脉冲电流发生器自身的结构因素，如果在充电过程中有一台储能电容器内部的绝缘损坏或绝缘被击穿，则会导致与之并联的其他电容器将向该故障电容器放电，即其他电容器中所储存的能量将全部泻放到故障电容器中去，如图 2－29 所示。图 2－29 中，储能电容器 C_1 内部故障，其他与之并联的储能电容器 C_2，C_3，…，C_n 向其快速放电。由于泻放时间短，能量大，所以会使故障电容器内部的绝缘油迅速分解汽化，在电容器外壳中产生很大的压力，从而造成故障电容器爆炸。因此，在大型脉冲电流发生器中，为了避免储能电容器发生爆炸，常常需要对储能电容器采取保护措施。

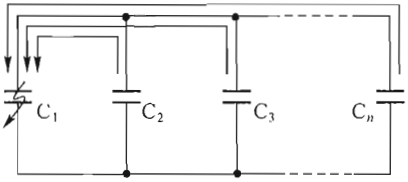


图 2－29　完好电容器向故障电容器放电

2.4.1 保护措施及保护方法

1. 吸能限流保护法

吸能限流保护原理如图 2－30 所示，它是在每台电容器的出线端串接一个热容量足够大的吸能电阻，利用吸能电阻来吸收、消耗其他储能电容器的储能[3]。这样一旦某台储能电容器损坏击穿，则与之并联的储能电容器中的储能将大部分消耗在吸能电阻上，从而减小故障电容器爆炸的危险。比如储能电容器 C_2 故障，电容器 C_1 向 C_2 放电时，必须经过吸能电阻

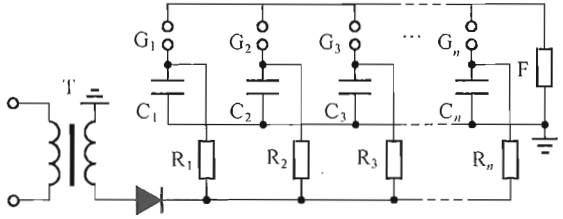


图 2－30　吸能限流保护原理图

R_1 和 R_2。在脉冲电流发生器中，吸能电阻在充电过程中起限流电阻的作用，而只有在充电过程中电容器发生故障时才起保护作用，达到吸收能量的目的。

为了使吸能电阻能有效吸收其他电容器中大部分储能，通常要求吸能电阻的阻值远大于故障电容器的击穿火花通道的电弧电阻。

吸能限流保护法的缺点在于：当所需的储能电容器的数目较多时，则与之对应的隔离间隙的数目也就相应增多，这就会增加隔离间隙并联同步运行的难度，从而不利于各储能电容器同时向负载放电。为了减少隔离间隙的数目，通常对储能电容器采取分组保护的方法。

2 分组吸能保护法

分组吸能保护原理如图 2－31 所示，它是将储能电容器进行分组，每一组采用一个隔离间隙，从而减小了隔离间隙的数目[3]。由于每组内的储能电容器是并联的，所以当某台储能电容器发生短路故障时，该组内的其他电容器中的储能将泻放在故障电容器上。因此，为了避免故障电容器发生爆炸，对每组内的储能电容器的数目必须有所限制，即每组储能电容器中的总储能不应超过每台故障电容器可承受的故障能量。在设计过程中，可以依据每台电容器可承受的故障能量和每台电容器工作时的储能来决定每组储能电容器中的电容器个数。

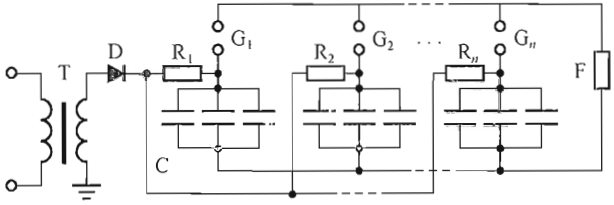


图 2－31 分组吸能保护原理

2.4.2 吸能电阻

对于脉冲电流发生器中储能电容器的保护，通常采用吸能电阻进行保护。为了利用吸能电阻对储能脉冲电容器进行有效保护，通常要求其阻值远大于故障电容器的击穿火花通道的电弧电阻，同时还应要求其热容量足够大。吸能电阻热容量的大小可通过其质量来表征。

在选择吸能电阻时，需要对吸能电阻的质量进行计算。当然在计算吸能电阻的质量时还应考虑储能电容器中的储能。由于吸能电阻的阻值远大于故障电容器的击穿火花通道的电弧电阻，所以可以假定脉冲电流发生器中总储能完全消耗在吸能电阻上，据此可以根据热力学定律计算出吸能电

阻的质量。吸能电阻的质量为：

$$m=\frac{Q}{cT} \tag{2-64}$$

式中 m——吸能电阻的质量，kg；

c——吸能电阻材料的比热，kcal/(kg·℃)；

T——吸能电阻材料允许的温升，℃；

Q——储能电容器的总储能，kcal。

吸能电阻可以采用固体材料的电阻，也可以采用水电阻。

2.5 方波脉冲电流发生器

方波脉冲电流发生器在过电压保护器动作耐受试验方面具有重要应用，特别是2ms方波脉冲电流发生器，可用于模拟已充电的300km输电线路对过电压保护器释放能量的过程。这是一种典型的试验方法，比较简单，便于不同电压等级、不同长度输电线路释放能量的换算，也便于各种试验结果的比较。目前各种避雷器在生产过程中都进行这项试验，同时也可用于压敏电阻的能量耐受试验。

2.5.1 方波脉冲电流的产生方法

1. 均匀无损传输线产生矩形脉冲的原理

均匀无损传输线实际上是一种理想的传输线。所谓均匀是指传输线的分布电感和分布电容沿传输线的长度方向上是均匀分布的；所谓无损是指可忽略传输线的电阻，即电压波和电流波在均匀无损传输线上传播时不会造成能量损耗。但对于实际的传输线而言，由于其不同部位的对地高度不同，所以分布参数沿传输线长度方向上的分布是不均匀的。

利用均匀无损传输线可产生理想的矩形脉冲。假定一根长为 l、波阻抗为 Z_0 的均匀无损传输线事先被充电至电压 U_0，且时间 $t=0$ 时将开关K闭合，传输线开始对电阻 R 进行放电，如图2-32a所示。

开关K闭合后，已充电的均匀无损传输线上会产生电压波和电流波向负载电阻方向传播。这里将向负载电阻方向传播的波称为前行波，用 U_f 和 i_f 表示；向 A 点方向传播的波称为反射波，用 U_b 和 i_b 来表示。在开关K闭合的瞬间，传输线上的电压和电流满足：

$$U_0=U_f+U_b, I_0=\frac{U_f}{R}+\frac{U_b}{Z_0}=0 \tag{2-65}$$

对于 A 点来说，由于 A 点开路，所以 A 点的折射系数和反射系数分别

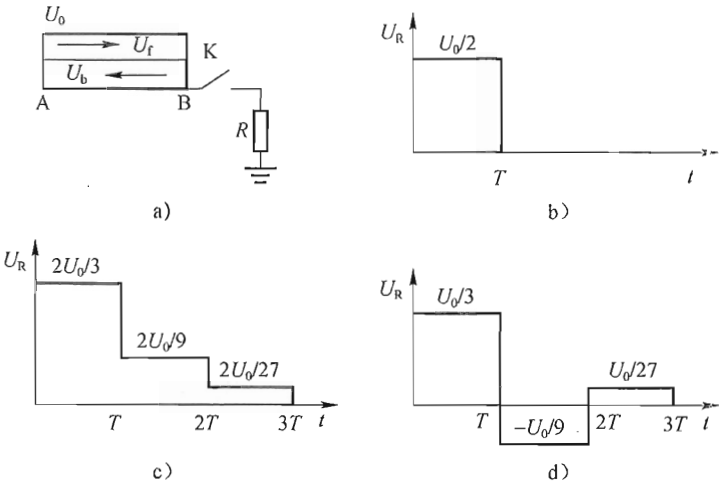


图 2－32　均匀无损传输线产生矩形脉冲的原理示意图

a）传输线对电阻放电；b）$R=Z_0$；c）$R=2Z_0$；d）$R=Z_0/2$

为 $\alpha_A=2$，$\beta_A=1$。对于 B 点的折射系数和反射系数可表示为：

$$\alpha_B=\frac{2R}{(R+Z_0)},\beta_B=\frac{(R-Z_0)}{(R+Z_0)} \tag{2-66}$$

当 $R=Z_0$ 时，即负载电阻与传输线的波阻抗匹配时，得到电流幅值 $I_0=U_0/(2Z_0)$、电流的持续时间 $T=2\delta$ 的简单矩形脉冲，如图 2－32b 所示；当 $R>Z_0$ 时，则产生同极性振荡的电流波，当 $R=2Z_0$ 时输出的波形如图 2－32c 所示；当 $R<Z_0$ 时，则产生异极性振荡的电流波，当 $R=Z_0/2$ 时输出如图 2－32d 所示的方波。输出波形振荡是由于负载电阻和传输线的波阻抗不匹配造成的，电流波或电压波传播到传输线终端时因阻抗不匹配而引起波的反射。

若要使产生的方波脉冲的正、反向极性振荡的幅值不大于峰值的 10%，则根据式（2－66）可计算出振荡条件下，正、反向极性振荡不大于 10%脉冲峰值时的电路参数。从上面的讨论可知：输出脉冲的振荡幅度主要是由第一次反射引起的，因此需使第一次振荡的幅度不大于峰值的 10%，即：

$$|\beta_B|=\left|\frac{R-Z_0}{R+Z_0}\right|\leqslant 10\% \tag{2-67}$$

由式（2－67）得：

$$\frac{9}{11}Z_0\leqslant R\leqslant\frac{11}{9}Z_0 \tag{2-68}$$

这就是说，只要负载电阻满足式（2－68），就可利用均匀无损传输线

产生方波脉冲，其宽度由传输线的长度决定。

2. 用集中参数链型网络产生方波脉冲

单次传播时间为 δ 的传输线可产生时延 2δ 的方波脉冲。尽管电磁波在传输线中的传播速度小于光速，但是其传播速度仍非常快。如果要想利用传输线来产生 2000μs 的方波脉冲，那么所需的传输线长度将达数百千米。由此可见，要想利用传输线来产生长持续时间的方波脉冲是不现实的。但是在实验室中，可以采用集中参数链型网络的方法来产生方波脉冲。尽管有限数目的集中参数链型网络不能精确模拟真实分布参数的传输线，但增加集中参数链型网络的数目可以改善模拟的程度，并且可以做到在一定时间内的脉冲与方波矩形脉冲相似。

用集中参数链型网络产生方波脉冲的原理电路如图 2－33 所示，它有 n 组 L－C 元件构成 n 组链型网络[4]。

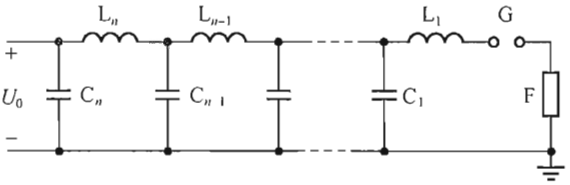


图 2－33　集中参数链型网络产生方波脉冲的原理电路

如果用集中参数链型网络代替长度为 l 的传输线，单链的电感和电容分别为 L_0 和 C_0，则传输线单位长度的电感和电容分别为 $L'=nL_0/l$ 和 $C'=nC_0/l$，则集中参数链型网络的波阻抗为：

$$Z_0=\sqrt{\frac{L'}{C'}}=\sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \tag{2-69}$$

波在该集中参数链型网络上传播的波速为：

$$v=\frac{1}{\sqrt{L'C'}}=\frac{l}{n\sqrt{L_0C_0}} \tag{2-70}$$

式中　n——集中参数链型网络的数目。

波在该长度为 l 的集中参数链型网络上传输一个来回所需的时间为：

$$T=\frac{2l}{v}=2n\sqrt{L_0C_0} \tag{2-71}$$

当利用该集中参数链型网络来替代传输线产生方波脉冲时，也需要事先对该集中参数链型网络中的电容进行充电（设充电电压为 U_0），然后令间隙开关 G 击穿导通，使该已充电的集中参数链型网络对负载 F 放电（R 为负载 F 的电阻）。当负载 F 的电阻 R 等于传输线的波阻抗 Z_0 时，负载端不会发生波的反射，负载流过的电流幅值为 $I=U_0/(2R)$。经过时间 T，集

中参数链型网络中的储能将全部被消耗，流过负载的电流变为零。负载电流降为零的时刻为始端反射波反射回来抵达负载的时刻，所以在负载上获得方波电流的持续时间为 T，它满足式（2－71）。如果负载电阻与波阻抗不相等，则在 R 端会发生多次折射反射过程，在负载上获得的电流波为正负振荡的矩形波。集中参数链型网络中的储能可表示为：

$$W = nCU_0^2/2 \tag{2-72}$$

负载匹配条件下，单位时间内消耗在负载电阻 R 上功率为：

$$P = I^2R = U_0^2/4R = U_0^2/(4\sqrt{L/C}) \tag{2-73}$$

2.5.2 2ms 方波脉冲电流发生器回路结构

从输出方波脉冲电流的最大幅值和空间分布考虑，工程中的 2ms 方波脉冲电流发生器回路结构如图 2－34 所示[4]。图 2－34 中的回路结构各有其特点。图 2－34a 所示为最为常用的方波脉冲电流发生器的回路结构，当按这种结构布局时可能会受到空间的限制，不利于空间的充分利用。因此，为了有效利用空间，有时将回路结构调整为图 2－34b 所示的结构。图

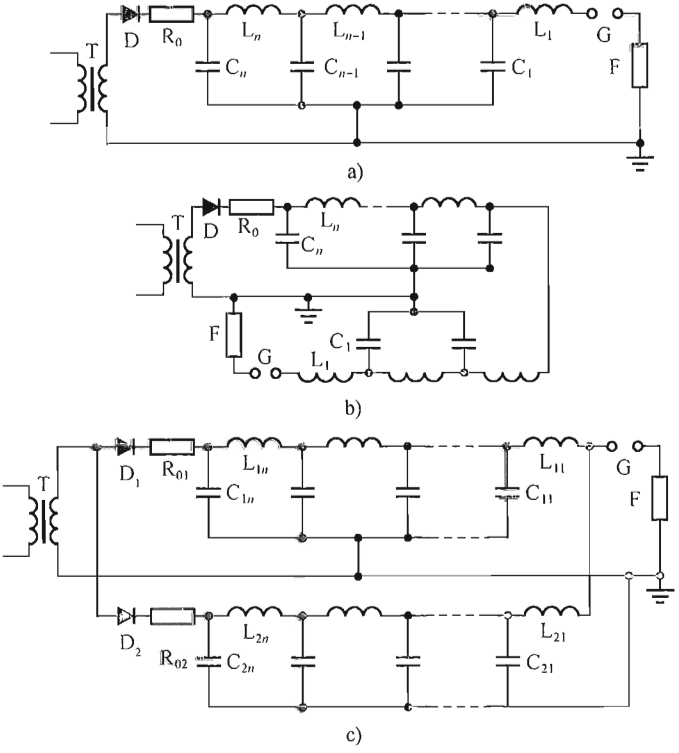


图 2－34　2ms 方波脉冲电流发生器的回路结构

a）回路结构 1；b）回路结构 2；c）回路结构 3

2－34c 是一种可产生较大幅值的方波脉冲电流发生器的回路结构，其目的是在不增加电源额定参数的情况下，利用并联放电的形式产生幅值更大的方波脉冲电流。因此，这种回路结构只用于产生幅值较大的方波电流时使用，且要求两侧链型网络中的电感和电容参数相同，否则方波脉冲电流波形可能会发生畸变。

2.5.3 方波脉冲电流发生器回路中的调波电感

方波脉冲电流是用集中参数 L－C 链型网络来模拟均匀无损传输线产生的，仿真研究表明：当链型网络中每链中的电感和电容参数都相同时，不能得到符合标准要求的方波脉冲电流[12]。考虑到实际工程中，电容量的调整比较困难，因此在实际方波脉冲电流发生器回路中一般是通过调整电感的量值来获取符合标准要求的方波脉冲电流。图 2－35 所示为一实际的方波脉冲发生器回路中的调波电感的实物图。

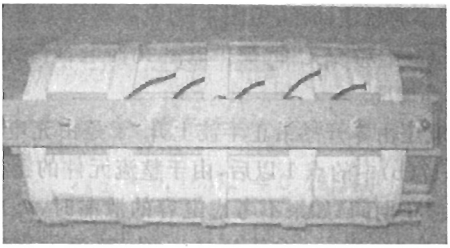


图 2－35 方波脉冲流发生器回路中的调波电感

在设计方波脉冲电流发生器回路中的调波电感时，需要考虑以下几个方面的问题。

（1）调波电感电感值的选取。由于不同链的调波电感对方波脉冲电流波形的影响是不同的，因此需要合理选取各链中调波电感的电感值，才能确保产生符合标准要求的方波脉冲电流波形。

（2）调波电感材料的选取。电感材料的选取对调波电感内阻的影响较大，一般来说为减小调波电感的内阻，应选用高电导率、截面面积较大的材料。

（3）调波电感绕线可承受的应力问题。当调波电感中流过脉冲大电流时会在绕线上产生很大的电动力，这有可能会超过绕线的抗拉强度，因此需要考虑调波电感绕线可承受的应力问题。一般而言，只要线圈的能量损耗限制在 5% 以下，导线的截面足以承受这种拉应力的作用。对于单层线圈，拉应力可近似按下面公式计算[13]：

$$F = 0.32 \times 10^{-7} \frac{I^2 N}{S} \cdot \frac{D}{a} K \qquad (2-74)$$

式中 F——拉应力，kg/mm^2；

S——导线的截面面积，mm^2；

a——线圈的长度；

D——线圈的直径；

K——校正系数，与 D/a 的大小有关，具体数值对应关系如表 2－14 所示[13]。

表 2－14 校正系数 K 与结构系数 D/a 的数值对应关系

D/a	0.1	0.2	0.3	0.4	0.6	0.8	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0	5.0	10	20
K	0.96	0.92	0.88	0.85	0.79	0.74	0.69	0.6	0.52	0.43	0.37	0.32	0.2	0.12

2.5.4 方波脉冲电流发生器回路参数的设计及分析

一般情况下，集中参数链型网络的链数为 8 时即可得到近似的方波脉冲电流波形，但为了调试方便和得到满意的波形，一般将链数取值为 10～14 链较为合适。负载电阻和链型网络的波阻抗在一定范围内匹配。如果阻抗不匹配，输出的电流波将产生多次反射。计算表明：当 R/Z_0 在 0.8～1.2 范围内时，正、反向极性振荡的幅值不超过峰值的 10%，能够满足 IEC 标准的规定。

调波电感的电阻值直接影响方波脉冲电流幅值在波长持续时间内的衰减，因而调波电感线圈所用的导线截面面积应大一些。如果一个调波电感线圈的电感为 1mH，则其内阻最好不大于 0.2Ω。调波电感线圈最好绕制成多抽头的形式，以便于调整调波电感的电感值。各个抽头间的绝缘距离应足够大，以免线圈抽头在试验过程中发生击穿，同时调波电感线圈的层间绝缘也需特别注意，端部的电场较高，绝缘体更容易被破坏。如果各链中的电感和电容完全相同，则很难获得标准的方波脉冲电流波形。但在实际线路中，每链的电容量往往是固定的，故需要逐级调整各链中的调波电感值，尤其是靠近负载的一链（第一链）和距负载最远处的末链中的调波电感值对电流波形的影响更为显著，且第一链和末链中的调波电感值与中间链中的调波电感值相比相差很大。

调波电感线圈的机械固定应该牢靠。尽管试验电流一般为 400～800A，但目前最大电流已做到 2000～2500A，且试品被击穿时短路电流可增加到试验电流的 1.65～2.4 倍，因此调波电感线圈的电动力问题不容忽视。

在集中参数链型网络组成的方波脉冲电流发生器回路参数的设计过程中，需要考虑链型网络等效为均匀无损传输线的特性参数，即式（2－69）～式（2－71），为方便起见，现将式（2－69）～式（2－71）重写为：

$$Z_0 = \sqrt{L'/C'} = \sqrt{L_0/C_0}, v = \frac{1}{\sqrt{L'C'}} = \frac{l}{n\sqrt{L_0C_0}}, T = 2l/v = 2n\sqrt{L_0C_0}$$

此外，

$$T_{0.9} \approx \frac{2(n-1)}{n}\sqrt{L_{0\Sigma}C_{0\Sigma}} \tag{2-75}$$

由式（2－75）得，集中参数链型网络中的总电容为：

$$C_{0\Sigma} = \frac{nT_{0.9}}{2R(n-1)} \tag{2-76}$$

集中参数链型网络中的总电感为：

$$L_{0\Sigma} = C_{0\Sigma}R^2 \tag{2-77}$$

负载电阻上的电流为：

$$I = U_0/(R + Z_0) = U_0/2R \tag{2-78}$$

依据上面这些关系就可以确定集中参数链型网络方波脉冲电流发生器回路的参数。现以2ms方波脉冲电流发生器的回路参数设计进行说明。假设2ms方波脉冲电流发生器的最大试验电流为2000A，试品为6kV的比例单元，试设计该方波脉冲电流发生器回路。

首先，取链数 $n=12$，负载电阻 $R=5\Omega$，则根据式（2－76）可计算出集中参数链型网络中的总电容 $C_{0\Sigma}=218.18\mu F$，每链电容值为 $18.18\mu F$；然后根据式（2－77）可求出集中参数链型网络中的总电感 $L_{0\Sigma}=5450\mu H$；根据式（2－78）计算出电容器的充电电压 $U_0=2IR=2\times2000\times5=20kV$；依据充电电压的大小来确定高压试验变压器。根据上述计算结果，可选取MY30－18的储能脉冲电容器12台。利用式（2－75）可验证方波脉冲的持续时间，得 $T_{0.9}=1989\mu s$。图2－36所示为2ms方波脉冲电流发生器电路原理图。

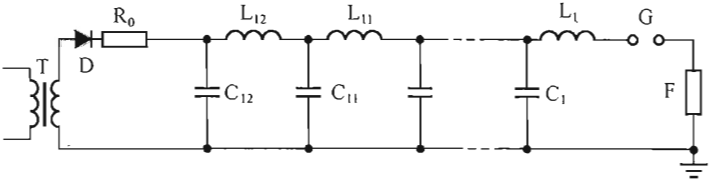


图2－36　2ms方波脉冲电流发生器电路原理图

在上述2ms方波脉冲电流发生器回路参数计算的基础上，可利用图2－37对其进行仿真，以研究回路参数对方波脉冲电流波形参数的影响。

如果选取每链调波电感的电感值为总电感的平均值，则每链中的电感为 $L_0=L_{0\Sigma}/12=0.454mH$（$L_l \sim L_{12}$），调波电感的等效电阻为 $0.1\Omega/mH$；电容 $C_l \sim C_{12}$ 均为 $18.18\mu F$，负载电阻 $R=5\Omega$，则仿真电流波形如图2－38所示[4]。

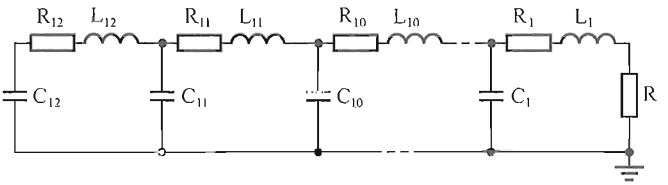


图 2－37　2ms 方波脉冲电流发生器仿真电路

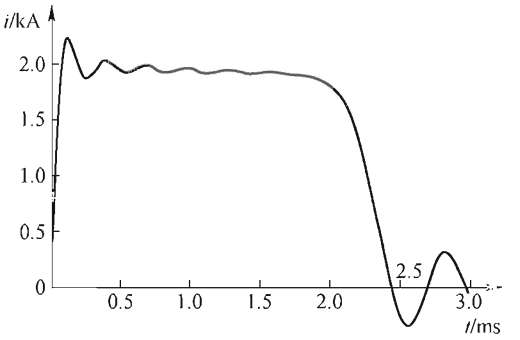


图 2－38　仿真电流波形

从图 2－38 中的仿真电流波形可知：当每一链中调波电感的电感值相同时得到的方波脉冲电流波形的过冲及反极性振荡幅值超过 IEC 和国标的有关规定，并且方波脉冲电流的幅值随时间有一定的下降。下面讨论影响方波脉冲电流波形的有关因素。

（1）首链中的调波电感对方波脉冲电流波形的影响。从图 2－38 中可以看出：当首链中的调波电感取总电感的平均值时方波脉冲电流的波头有明显的过冲，且波头上升陡度较大。若将首链中调波电感取值为原来电感的两倍，即 $L_1 = 0.9\text{mH}$，其他条件相同，则波头过冲振荡被阻尼，同时波头的上升陡度减小，所得方波脉冲电流的波形如图 2－39 所示[4]。由此可

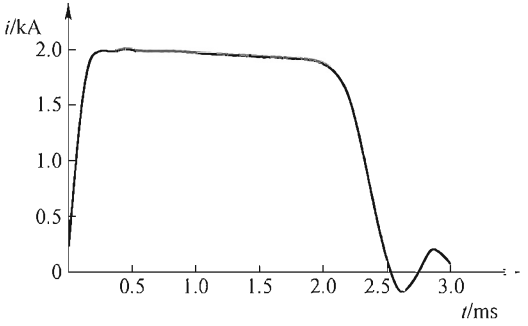


图 2－39　首链中调波电感对方波脉冲电流波形的影响

见，首链中调波电感（即与负载直接相连接的一链）对方波脉冲电流的波头有显著影响。

（2）调波电感的内阻对方波脉冲电流波形的影响。图 2－39 中的电流波形是假定调波电感的内阻为 0.1Ω/mH 的条件下得到的。从该方波脉冲电流波形可知，电流幅值随时间有明显的降落。现假设调波电感的内阻变为原来的 1/2，即 0.05Ω/mH，则获得的仿真电流波形如图 2－40 所示[4]。

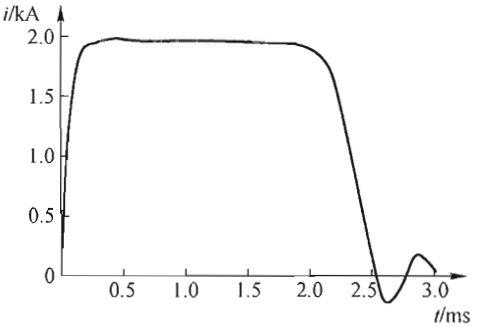


图 2－40　调波电感的内阻对方波脉冲电流的影响

从图 2－40 中可以看出：当调波电感的内阻减小后，波形的平顶部分的降落明显减小，也就是说调波电感的内阻对电流波形有较大影响。当调波电感的内阻较大时，一方面会使电流的幅值随时间产生明显的降落，另一方面会导致波尾部分的下降变缓。

调波电感的内阻还消耗能量，消耗的能量可用下式表示：

$$W = I^2 \sqrt{L_{0\Sigma} C_{0\Sigma}} \sum_{i=1}^{12} R_{Li} \tag{2-79}$$

式中　$C_{0\Sigma}$，$L_{0\Sigma}$——方波脉冲发生器集中参数链型网络中的总电容和总电感；

R_{Li}——各链调波电感的内阻。

在设计各链中的调波电感线圈时应尽可能减小其内阻，使调波电感线圈消耗的总能量小于电容器总储能的 5%。为了满足这个要求，调波电感线圈的导线截面面积应足够大，调波电感线圈的长度 a 和直径 D 要有适当的比例。对于某一给定电感量和导线截面的线圈而言，D/a 有一最佳值，此时绕制调波电感线圈的导线长度最短，这意味着调波电感线圈的内阻最小。

（3）中间链中的调波电感对方波脉冲电流波形的影响。调波电感内阻的存在会造成波形平顶部分的降落。为了获得较理想的方波脉冲电流波形，可适当减小中间链中调波电感的电感值。

集中参数链型网络的不同链与所产生的方波脉冲电流波之间有一定的对应关系。首链中的调波电感和电容对方波脉冲电流的上升段和平顶部分前端有显著影响；末链中的调波电感和电容对方波脉冲电流平顶部分的末端和下降段有重要影响；而中间链中的电感和电容对方波脉冲电流的平顶部分有一定影响。减少某链中的调波电感和增大该链中的电容对波形所起的影响作用是相同的，即均会使该链对应的波形持续时间段内的电流幅值增加；相反，增加调波电感和减小电容均会使该区间段内的电流幅值降低。

对于上述2ms的方波脉冲电流来说，该方波脉冲电流1ms的时间段大约与第6链相对应。由于方波脉冲电流的平顶部分从1ms之后平顶部分降落明显，所以可以从第5链开始适当减小各链的调波电感，这对改善方波脉冲电流的波形是有帮助的。当各链中的调波电感依次为 $L_1 = 1.5L_{0\Sigma}/12 = 0.68\text{mH}$，$L_2 = 1.05L_{0\Sigma}/12 = 0.477\text{mH}$，$L_3 = L_4 = L_{0\Sigma}/12 = 0.454\text{mH}$，$L_5 = L_6 = L_7 = 0.95L_{0\Sigma}/12 = 0.43\text{mH}$，$L_8 = L_9 = 0.9L_{0\Sigma}/12 = 0.41\text{mH}$，$L_{10} = L_{11} = L_{12} = 0.85L_{0\Sigma}/12 = 0.386\text{mH}$，且各调波电感的内阻按0.1Ω/mH计算，所得方波脉冲电流波形如图2-41所示[4]。

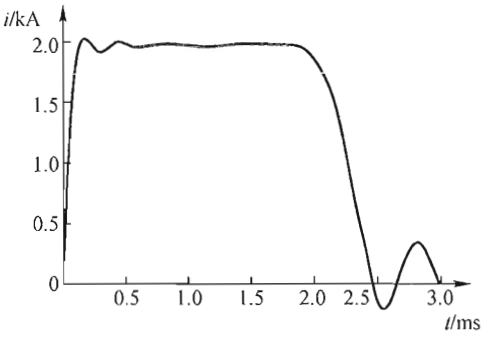


图2-41　调波电感参数调整后的输出电流波形

（4）末链调波电感对方波脉冲电流波形的影响。为了研究末链调波电感对方波脉冲电流波形的影响，这里对两种情况进行了模拟：一种是末链调波电感 $L_{12} = 2L_{0\Sigma}/12 = 0.772\text{mH}$，另一种是末链调波电感 $L_{12} = 0.5L_{0\Sigma}/12 = 0.193\text{mH}$。在这两种情况下，其他各链中的调波电感的电感值与图2-41中的调波电感值相同。在这两种情况下，方波脉冲电流的波形分别如图2-42a和图2-42b所示[4]。

从图2-42可以看出：末链中的调波电感增大时，电流持续时间末端的电流幅值明显降低，且脉冲电流的下降段电流下降的速度较慢，而反极性振荡的幅值有所增加，超出了标准规定的幅度，如图2-42a所示；反

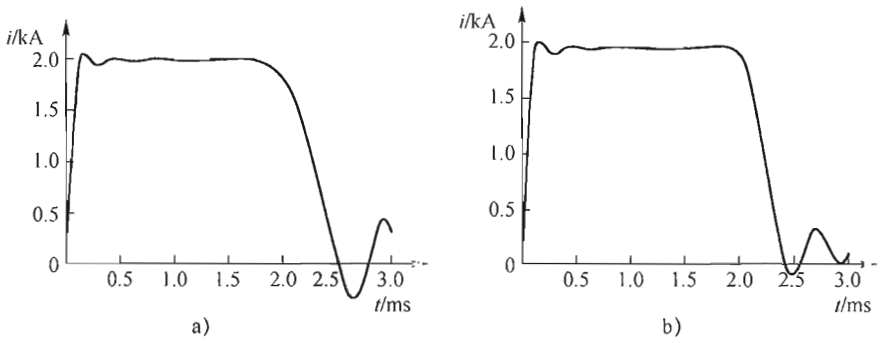


图 2－42　末链调波电感对方波脉冲电流的影响

a）末链中调波电感增加一倍；b）末链中的调波电感减半

之，当末链中的调波电感减小时，电流持续时间末端的电流幅值几乎没有下降，且脉冲电流下降段电流衰减的速度较快，反极性振荡的幅值有所减小，如图 2－42b 所示。因此，按减小末链调波电感的方式进行设计较为合理。

在集中参数链型网络的设计过程中，很重要的一点是要对调波电感进行设计。为了便于调波电感的设计，下面给出有关调波电感线圈电感参数的计算公式。当用单层螺线管线圈作为调波电感时，调波电感的电感可表示为：

$$L = K\mu N^2 S/a \quad (\mathrm{H}) \tag{2-80}$$

式中　a——调波电感的长度，m；

N——调波电感的匝数；

S——调波电感的截面面积，m^2；

K——调波电感线圈的校正系数（其取值见表 2－14）；

μ——调波电感内部磁芯的磁导率，H/m。

当调波电感采用多层绕组线圈时，其电感值可用下式计算，即：

$$L = \frac{4\pi RN^2}{a}[\pi RK - t(0.693 + c)] \times 10^{-7}(\mathrm{H}) \tag{2-81}$$

式中　a——调波电感线圈的长度，m；

t——调波电感线圈的厚度，m；

N——调波电感线圈的匝数；

K——调波电感线圈的校正系数（其取值见表 2－14）；

c——由 a/t 决定的系数，如表 2－15 所示。

表 2－15　c 与 a/t 的对应关系

a/t	1	5	10	20	30
c	0	0.23	0.28	0.31	0.32

2.5.5 方波脉冲电流发生器回路实例分析

表2－16所示为一组工程中采用的方波脉冲电流发生器回路中的电参数。由表2－16中参数可知：$C_{0\Sigma}=215.9\mu F$，$L_{0\Sigma}=5880\mu H$。根据式（2－58）可计算出$T_{0.9}=2065\mu s$。调波电感的内阻为0.1Ω/mH，负载电阻$R=5\Omega$，电容器的充电电压$U_0=20kV$。分流器的电阻在仿真时取值为0.001Ω，而实际分流器的电阻为0.0677Ω。在上述条件下，实际测量和模拟得到的方波脉冲电流波形如图2－43所示。

表2－16　工程中采用的方波脉冲电流发生器回路中的电参数

参数＼链数	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
C/μF	18.0	17.8	17.9	17.9	18.1	18.1	17.9	17.8	18.1	18.1	18.2	18.0
L/mH	0.84	0.52	0.5	0.51	0.46	0.46	0.46	0.42	0.42	0.42	0.42	0.45

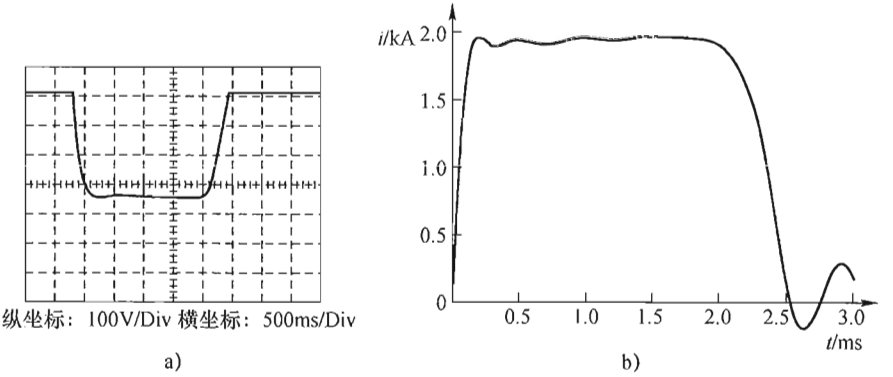


图2－43　2ms方波脉冲电流波形

a）实测电流波形；b）仿真电流波形

实测方波脉冲电流的波形参数为$T_{0.9}=2012\mu s$，$I_m=1.92kA$；仿真给出的方波脉冲电流的波形参数为$T_{0.9}=2027\mu s$，$I_m=1.931kA$。通过上面的理论计算、仿真模拟和试验测量所获得2ms方波脉冲电流波形的计算参数、仿真参数和实测波形参数基本吻合；计算参数$T_{0.9}$和实测参数的偏差为2.6%，仿真参数$T_{0.9}$和实测参数的偏差为0.75%；仿真电流峰值和实测电流峰值接近，偏差为0.57%。方波脉冲电流幅值的偏差是由于电感内阻存在会引起能量损耗，因此要产生规定幅值的方波脉冲电流，电容器的电压应留有一定的余量，电容器储能的利用率一般在90%左右。

由图2－43中的实测和仿真电流波形可以看出：仿真电流波形和实测电

流波形（包括幅值、波前时间和半波峰持续时间）相差不超过3%，但从直观波形上看则存在较大的差异；除2ms方波脉冲电流的平顶部分稍有差异外，主要的差异表现在反极性振荡方面，实测电流波形不存在反极性振荡，而仿真电流波形则存在明显的反极性振荡。出现这种差异的原因是仿真时用线性负载替代了实测回路中的非线性电阻片所致。线性负载电阻和非线性负载电阻片在放电回路中的作用情况并不相同[12]。对于线性负载电阻而言，其阻值不随电流大小的变化而变化；而对于非线性电阻片而言，其阻值会随电流大小的变化而变化。当负载为非线性电阻片时，在方波脉冲电流下降的过程中，非线性电阻片的等效电阻逐步升高，而在电流过零时，非线性电阻片的电阻将趋于无穷大，这样电流波形就不会出现反极性振荡。

但是通过理论计算、仿真以及实测结果可知：用线性电阻代替非线性电阻进行2ms方波脉冲电流发生器的设计是可行的。当用人工传输线模拟2ms方波脉冲电流时，在人工传输线的各链电容量相同的情况下，依次由大到小按一定比例选择各链中的调波电感值，将2ms方波脉冲电流分成5~6段进行设计：第一段包含一波前电感，取平均电感值 $L_{0\Sigma}/n$ 的1.5~1.7倍；第二段包含一个电感，取平均电感值 $L_{0\Sigma}/n$ 的1.0~1.1倍；第三段包含两个电感，取平均电感值 $L_{0\Sigma}/n$ 的0.95~1.0倍；第四段包含三个电感，取平均电感值 $L_{0\Sigma}/n$ 的0.9~0.95倍；第五段包含四个电感，取平均电感值 $L_{0\Sigma}/n$ 的0.85~0.9倍；第六段包含一波尾电感，取平均电感值 $L_{0\Sigma}/n$ 的1~1.2倍。按照上述原则进行参数选取，既可抑制波头的过冲，又可减少方波持续期间电流幅值的降落，得到符合标准规定要求的方波脉冲电流波形。

2.6 组合波发生器

由于暂态过电压而导致电子设备的故障日益增多，为了保障电子设备的安全性，除对其进行工频高压试验外，还要对其进行冲击试验和浪涌抗扰度试验。其中冲击试验包括冲击电压试验和冲击电流试验。脉冲电流的冲击试验在前面已经予以介绍，它一般是在被试品不带电的情况下进行的。为了模拟实际运行的防雷试品遭受雷电冲击的情况，根据IEC和国标要求，进行此类试验需要采用组合波发生器[14-19]。

在电磁兼容领域，由开关和瞬变过电压引起的单极性浪涌模拟发生器为组合波发生器（Combination Wave Generator，CWG）。近年来，随着人们对低压防雷问题认识的不断加深，对接入低压配电系统中的浪涌保护器的

研究也越来越重视。浪涌保护器是一种新的低压过电压保护器件，通过抑制瞬态过电压及旁路浪涌电流来保护电子设备，其应用领域也越来越广泛，几乎遍及各行各业。

浪涌保护器可分为电压开关型、电压限制型和复合型。电压开关型浪涌保护器的特点是在没有浪涌时呈现高阻抗，有浪涌时能立即转变为低阻抗。电压开关型浪涌保护器的常用元件有放电间隙、气体放电管、闸流管和三端双向可控硅开关。电压开关型浪涌保护器有时又称为短路型浪涌保护器。电压限制型浪涌保护器的特点是在没有浪涌时呈现高阻抗，但是随着浪涌电流和浪涌电压的上升，其阻抗将持续减小，常用的元件有压敏电阻和抑制二极管。电压限制型浪涌保护器又称为嵌位型浪涌保护器。复合型浪涌保护器是由开关型元件和电压限制型元件共同构成的，其特性随所加电压的特性可以表现为电压开关型特性，也可以表现为电压限制型特性或两者兼而有之。

参考文献［14］规定了接入低压配电系统的浪涌保护器的第一部分——性能要求和试验方法。随着浪涌保护器技术的不断发展和广泛应用，对浪涌保护器质量和性能的检测问题引起了我国相关行业的重视。2001 年 11 月，在南京召开的全国电气标准技术委员会终端用电分会年会上首次提出了低压配电系统浪涌保护的问题，并开始着手制定关于低压配电系统浪涌保护器的国家标准。参考文献［15］正式规定了低压配电系统浪涌保护器国家标准第一部分：性能要求和试验方法。参考文献［14］～［19］规定了标准组合波发生器试验的对象及试验过程。它主要用于对浪涌保护器进行分类试验和限制电压试验。此外，许多特殊参数的组合波发生器也将应用于通信等行业的相关试验中。

2.6.1 组合波及其试验

组合波（Combination Waveform，CW）以其开路条件下的输出电压 U_{oc} 和短路条件下的输出电流 I_{sc} 来表征。组合波由组合波发生器产生，负载开路时输出 1.2μs/50μs 的脉冲电压波，负载短路时输出 8μs/20μs 的脉冲电流波。提供给浪涌保护器的电压、电流幅值及其波形取决于组合波发生器和受冲击作用的浪涌保护器的阻抗。在相同试验条件下，组合波发生器输出的开路电压峰值和短路电流峰值之比定义为虚拟阻抗 Z_f。

1. 组合波的波形参数

（1）开路电压波形参数。1.2μs/50μs 浪涌电压波的标准波形如图2－44所示。图 2－44 中，T 为从电压峰值的 30% 上升到电压峰值的 90% 所用的时间；O_1 为视在原点；T_1 为波前时间（或视在波头时间），它等于 T 的

1.67 倍；T_2 为视在半波峰持续时间，即从视在原点至电压下降至峰值电压的 50% 的时间。

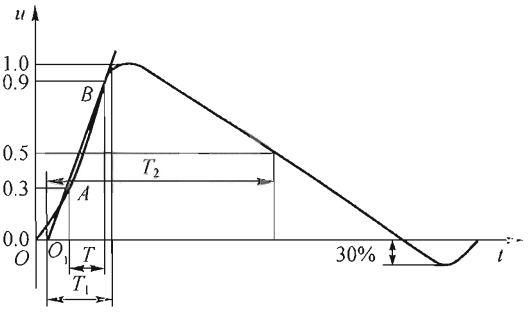


图 2－44　1.2μs/50μs 浪涌电压波的标准波形

波前时间余量为 ±30%，半波峰持续时间的余量为 ±20%，反极性振荡的幅值需小于等于电压峰值的 30%。对于图 2－44 所示的标准浪涌电压波形，允许在电压波峰附近存在电压过冲或振荡，但其幅值应小于电压峰值的 5%。

（2）短路电流波形参数。8μs/20μs 浪涌电流的标准波形如图 2－45 所示。T 为从电流峰值的 10% 上升到电流峰值的 90% 所用的时间；O_1 为视在原点；T_1 为波前时间（或视在波头时间），它等于 T 的 1.25 倍；T_2 为半波峰持续时间，即从视在原点至电流下降至峰值电流的 50% 的时间。

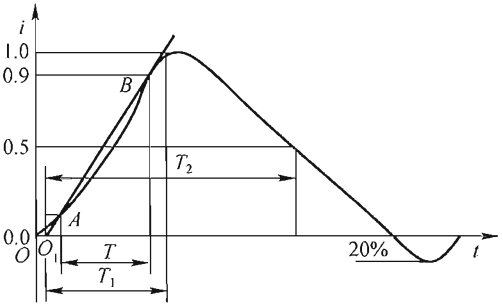


图 2－45　8μs/20μs 浪涌电流的标准波形

波前时间余量为 ±20%，半波峰持续时间的余量为 ±20%，反极性振荡的幅值需小于等于电流峰值的 20%。对于图 2－45 所示的标准浪涌电流波形，允许在电流波峰附近存在电流过冲或振荡，但其幅值应小于电流峰值的 5%。

（3）虚拟阻抗。组合波的虚拟阻抗为组合波输出开路电压 U_{oc} 与短路电流 I_{sc} 之比。根据 IEC 及国标的规定，虚拟阻抗的值可为 2Ω、8Ω、12Ω

或42Ω。

2. 组合波试验

组合波对被试品（Equipment Under Test，EUT）及浪涌保护器的试验原理如图2－46所示。根据组合波信号施加方式的不同，组合波试验可分为共模试验和差模试验两种方式，分别如图2－47a和图2－47b所示。共模试验是指组合波信号施加在电源的相线与地线之间，而差模试验是指组合波信号施加在电源的各相线之间。

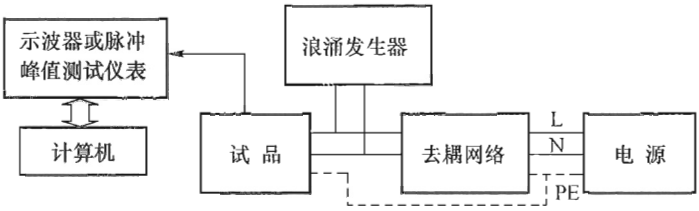


图2－46　组合波试验原理框图

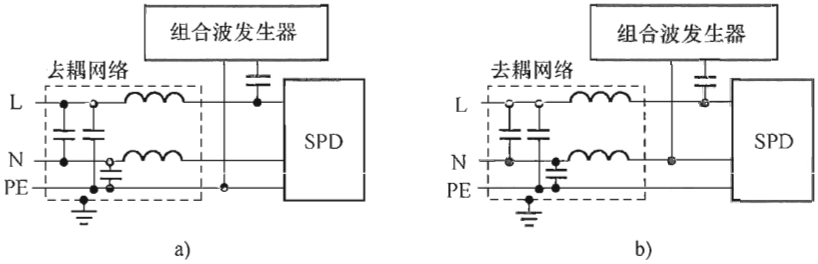


图2－47　组合波试验模式

a）共模试验；b）差模试验

3. 组合波试验规定

用组合波发生器可测量浪涌保护器的限制电压，其试验过程如下：

（1）将组合波发生器施加在带电的浪涌保护器上，其电源电压为 U_c。

（2）对规定仅用于交流电源系统的浪涌保护器，在正弦电压的90°±10°相位处施加正极性冲击，在270°±10°相位处施加负极性冲击，如图2－48所示。

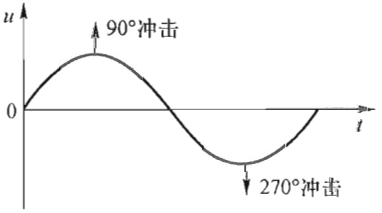


图2－48　正、负极性冲击的施加说明

（3）对规定用于直流系统的浪涌保护器，施加正、负极性的冲击，浪涌保护器应施加 U_c 的直流电压。

（4）每次冲击的时间间隔应足以使试品冷却到环境温度。

（5）设定组合波的电压，使输出的开路电压等于浪涌保护器制造厂给出的 U_{oc} 值的 0.1、0.2、0.5 和 1 倍。

（6）在上述开路电压的每一个幅值下对浪涌保护器施加 4 次冲击，正、负极性的冲击各两次。

（7）每次冲击时，记录组合波发生器涌入浪涌保护器的电流值，以及浪涌保护器输出端口上的电压值。以上述整个试验中记录到的最大电压峰值作为限制电压的测量值。

Ⅲ级浪涌保护器动作负载试验。将浪涌保护器通过耦合电容连接到组合波发生器上，浪涌保护器的标称放电电压用 U_{oc} 表示，冲击电压在对应工频半波的峰值开始，并和工频电压同极性。试验过程如下：

（1）用 $0.1U_{oc}$ 进行正、负极性的冲击各一次，检查热稳定性，冷却至环境温度。

（2）用 $0.25U_{oc}$ 进行正、负极性的冲击各一次，检查热稳定性，冷却至环境温度。

（3）用 $0.5U_{oc}$ 进行正、负极性的冲击各一次，检查热稳定性，冷却至环境温度。

（4）用 $0.75U_{oc}$ 进行正、负极性的冲击各一次，检查热稳定性，冷却至环境温度。

（5）用 $1.0U_{oc}$ 进行正、负极性的冲击各一次，检查热稳定性，冷却至环境温度。

如果在试验中每一次冲击后浪涌保护器能达到热稳定，续流能自熄，并且通过检查所记录的电流、电压以及目测检查，没有发现试样有被击穿或闪络的迹象，则可判定浪涌保护器试验合格。

2.6.2 组合波发生器回路参数的设计及分析

组合波发生器的原理电路如图 2－49 所示。输出端开路时产生 1.2μs/50μs 的开路电压波，输出端短路时产生 8μs/20μs 的脉冲电流波，开路电压波和短路电流波形成的电路分别如图 2－49a 和图 2－49b 所示。

图 2－49a 是脉冲电压发生器回路，当开关 K 闭合的瞬间，电容 C 经电阻 R_2、R_3 向电感 L 充电，形成脉冲电压波的波前时间 T_{1u}；而当开关闭合较长时间后，电容 C 和电感 L 经电阻 R_1、R_2 和 R_3 放电，形成脉冲电压波的半波峰持续时间 T_{2u}，其中和电容放电相比，电感放电对冲击电压波半

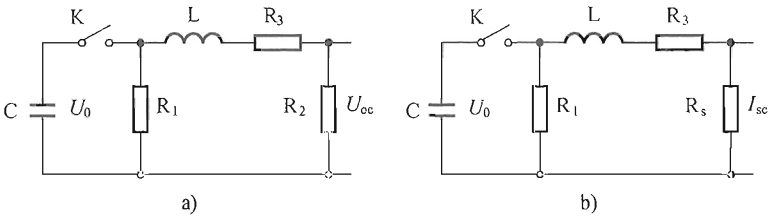


图 2－49　组合波发生器的原理电路图

a）开路电压波形成电路；b）短路电流波形成电路

波峰持续时间 T_{2u} 的影响可忽略不计。

脉冲电压波的波前时间和半波峰持续时间可分别表示为：

$$T_{1u} \approx 3 \cdot \frac{L}{R_2 + R_3} \tag{2-82}$$

$$T_{2u} = 0.7 \cdot \frac{R_1(R_2 + R_3)}{R_1 + R_2 + R_3} \cdot C \tag{2-83}$$

输出电压为：

$$U_{oc} = U_0 \cdot \frac{R_2}{R_2 + R_3} \tag{2-84}$$

对于短路电流波形成回路而言，其构成了脉冲电流发生器回路，其中 R_s 为分流器的电阻。脉冲电流的波前时间 T_{1i} 和其他参数可用下面这些公式计算，即：

$$\xi = \frac{R_3}{2\sqrt{L/C}} \tag{2-85}$$

$$i_m = i_m^* \cdot \frac{U_0}{\sqrt{L/C}} \tag{2-86}$$

$$T_{1i} = T_{1i}^* \sqrt{LC} \tag{2-87}$$

式中　ξ——阻尼系数；

i_m——电流的峰值；

i_m^*——归一化的电流峰值；

T_{1i}^*——归一化的脉冲电流的波前时间。

依据式（2－82）～式（2－87）、组合波发生器要求的虚拟阻抗及图 2－16～图 2－19 就可以计算出组合波发生器回路中的相关电参数 R_1、R_2、R_3、L、C 和所需的电压 U_0。下面举例说明 1.2μs/50μs 开路电压、8μs/20μs 的短路电流、阻抗为 2Ω 的组合波发生器的参数选取。

在前面介绍 8μs/20μs 脉冲电流发生器放电回路的设计时，按照 IEC 和国标对脉冲电流波形的规定，依据图 2－16～图 2－19 选取的一组参数

的阻尼系数为0.47，归一化的脉冲电流波前时间为0.92，归一化的脉冲电流峰值为0.56。但由式（2－82）可知，组合波发生器开路时开路电压波的波前时间与回路电感直接相关，且开路电压波的波前时间较小（1.2μs），因此为了兼顾短路电流波与开路电压波，可将回路的阻尼系数稍作调整，取值为0.5，这时对应的归一化的短路电流的波前时间和脉冲电流峰值分别为0.917和0.55，反极性振荡的幅值约为电流脉冲幅值的17%，仍满足标准要求。

在虚拟阻抗 $Z_f=2\Omega$、$U_0/i_m=2$、$\hat{i}_m=0.55$，$T_{1i}=0.917$ 的条件下，依据式（2－86）及式（2－87）即可解得 $L=9.60\mu H$、$C=7.93\mu F$。进而根据式（2－82）～式（2－85）可求出 $R_3=1.1\Omega$、$R_2=19.36\Omega$、$R_1=16.02\Omega$、$U_0=1.057U_{oc}$。

根据IEC标准，对于不同的负载，输出的虚拟阻抗要求有0.6Ω、2Ω、8Ω、12Ω、42Ω。对于不同的输出波形参数，其电路参数也是不同的。在实际应用时，不同虚拟阻抗下组合波发生器的回路参数如表2－17所示[4,20]。

表2－17　不同虚拟阻抗下组合波发生器的回路参数

Z_f/Ω	0.6	2	8	12	42
$L/\mu H$	2.88	9.60	38.39	57.58	197
$C/\mu F$	26.4	7.93	1.98	1.32	0.36
R_1/Ω	4.82	16.02	64.24	96.38	332.3
R_2/Ω	5.84	19.36	77.86	116.78	469.1
R_3/Ω	0.33	1.10	4.40	6.60	23.4

2.6.3　组合波发生器的仿真及试验

在以上理论分析的基础上，下面对虚拟阻抗为2Ω的组合波发生器进行仿真分析及试验验证。组合波发生器的具体电路参数为：$L=10\mu H$，$C=8\mu F$，$R_1=15\Omega$，$R_2=23\Omega$，$R_3=1.2\Omega$，$U_0=20kV$。测试用的传感器选用自行设计的无感电阻分压器和同轴管式分流器，它们的方波响应时间均在50ns以下，电压传感器的刻度因子为52.36，电流传感器的刻度因子为0.03643。在短路电流形成仿真波形时，因分流器的电阻取值为0.001Ω，其阻值远小于电阻 R_2 的阻值，所以可以忽略 R_2。仿真和实测波形如图2－50所示[4]。

表2－18对仿真与实测波形参数进行了对比。表2－19所示为组合波电路充电电压与输出电压、电流幅值及虚拟阻抗的数据[4,21]。

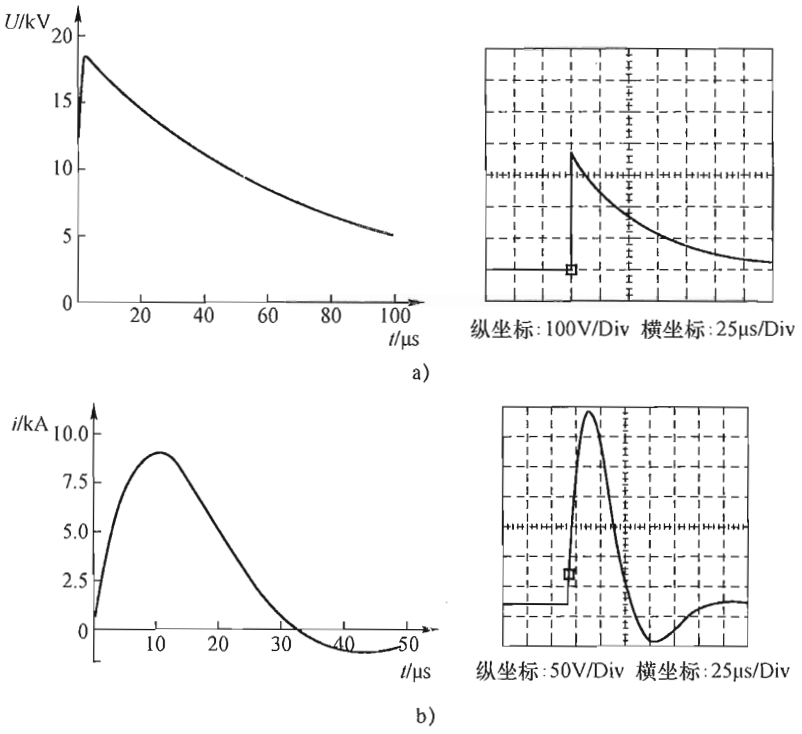


图 2－50　仿真和实测波形

a）仿真和实测电压波形；b）仿真和实测电流波形

表 2－18　仿真与实测波形参数的对比

参数		仿真结果	实测结果	偏差（%）
开路电压	电压峰值/kV	18.54	18.52	－0.1
	波前时间/μs	1.22	1.15	－6.1
	波尾时间/μs	53.6	49.6	－8.1
短路电流	电流峰值/kA	8.95	8.81	－1.6
	波前时间/μs	7.67	8.2	6.5
	波尾时间/μs	21.5	19.6	－9.7
	电流反峰（%）	12	11	－9.1
虚拟阻抗/Ω		2.07	2.1	1.4

表 2－19　充电电压和组合波发生器参数

U_0/kV	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
U_{oc}/kV	1.85	3.64	5.52	7.33	9.16	11.1	12.9	14.7	16.7	18.5	20.4	22.3
I_{sc}/kA	0.97	1.91	2.62	3.59	4.46	5.32	6.24	7.03	8.03	8.81	9.76	10.6
Z_f/Ω	1.91	1.91	2.10	2.04	2.05	2.09	2.07	2.09	2.08	2.10	2.09	2.10

将表2－18中的仿真结果与标准参数进行比较可知：仿真波形的时间参数偏差在±10%以内。仿真开路电压波的时间参数为1.22μs/53.6μs，同标准开路电压波1.2μs/50μs的偏差分别在1.67%和7.2%；仿真短路电流波的时间参数为7.67μs/21.5μs，同标准短路电流波8μs/20μs的偏差分别为－4.1%和7.5%；仿真计算所得的虚拟阻抗为2.07Ω，同标准阻抗2Ω的偏差为3.5%。

将表2－18中的实测结果与标准参数进行比较可知：实测波形的时间偏差在±10%以内。实测开路电压波的时间参数为1.15μs/49.6μs，同标准开路电压波1.2/50μs的偏差分别在－4.2%和－0.8%；实测短路电流波的时间参数为8.2μs/19.6μs，同标准短路电流波8μs/20μs的偏差分别为2.5%和－2.0%；根据实测结果计算所得的虚拟阻抗为2.1Ω，和标准阻抗2Ω的偏差为5%[4]。

从表2－19中可以发现：组合波发生器开路电压和电容器初始充电电压的比例为90%～95%，因此电容器的耐压可根据组合波的电压等级及系统实际运行时的容量裕度来确定。如假定电容器的输出效率为90%，实际运行时电容在80%额定电压下工作，那么设计30kV/15kA的组合波时，电容器的耐压应选为42kV（30/0.9/0.8），组合波发生器的能量约为7kJ。再有组合波发生器虚拟阻抗的偏差不超过5%。

2.6.4 特殊组合波发生器回路的设计及分析

在对于组合波脉冲发生器而言，除了前面已讨论过的开路电压1.2μs/50μs、短路电流8μs/20μs的组合波脉冲发生器之外，在计算机通信及信号防雷试验中，还常常用到其他一些特殊类型的组合波，如开路电压10μs/700μs－短路电流5μs/300μs的组合波、开路电压10μs/1000μs－短路电流10μs/1000μs的组合波。这些组合波的波形参数偏差如表2－20所示[17,18]。

表2－20 组合波波形参数偏差

波形参数		1.2μs/50μs 8μs/20μs	10μs/700μs 5μs/300μs	10μs/1000μs 10μs/1000μs
峰值		±10%	±10%	±10%
开路电压	T_{1u}/μs	±30%	±30%	±30%
	T_{2u}/μs	±20%	±20%	±20%
短路电流	T_{1i}/μs	±20%	±20%	±30%
	T_{2i}/μs	±20%	±20%	±20%

对于电流波上升时间大于或等于电压波上升时间或电流和电压波形相

同的组合波，如开路电压 1.2μs/50μs、短路电流 8μs/20μs 的组合波以及开路电压和短路电流均为 10μs/1000μs 的组合波均可采用图 2－49 所示的原理图进行设计；但对于电流波上升时间小于电压波上升时间的组合波，如开路电压 10μs/700μs、短路电流 5μs/300μs 的组合波，则需要采用图 2－51 所示的电路进行设计。

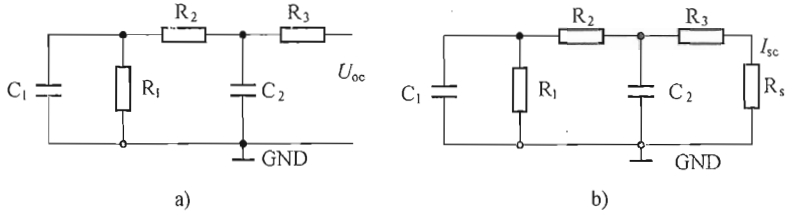


图 2－51　特殊组合波发生器的原理电路图

a）开路电压波形成电路；b）短路电流波形成电路

图 2－51 中，C_1 为主电容，C_2 为脉冲时间形成电容，R_1、R_2 为脉冲时间形成电阻，R_3 为阻抗匹配电阻，R_s 为测量用分流器的电阻。对于开路电压形成电路来说，其输出的脉冲电压波的波前时间和半波峰持续时间可分别表示为：

$$T_{1u} = 3R_2 \cdot \frac{C_1 + C_2}{C_1 \cdot C_2} \tag{2-88}$$

$$T_{2u} \approx 0.7[R_3 C_1 + (R_1 + R_2) C_2] \tag{2-89}$$

对于短路电流形成电路而言，其输出的脉冲电流的波前时间和半波峰持续时间分别为：

$$T_{1i} = 3 \cdot \frac{C_1 + C_2}{C_1 \cdot C_2} \cdot \frac{R_2 + R_3}{R_2 \cdot R_3} \tag{2-90}$$

$$T_{2i} \approx 0.7C_1[R_1 // (R_2 + R_3)] + 0.7C_2[R_3 // (R_1 + R_2)] \tag{2-91}$$

$$i_m = U_0 / (R_2 + R_3) \tag{2-92}$$

对于图 2－49 所示的组合波发生器可依据式（2－83）～式（2－87）以及图 2－16～图 2－19 的关系曲线计算组合波发生器的回路参数。对于图 2－51 所示的特殊组合波发生器，可依据式（2－88）～式（2－92）进行组合波发生器回路参数的设计。开路电压 10μs/1000μs－短路电流 10μs/1000μs 的组合波发生器回路参数的计算结果如表 2－21 所示（依据图 2－49 计算所得）[4]。

表 2－21 开路电压 10μs/1000μs－短路电流 10μs/1000μs 的组合波发生器回路参数

Z_f/Ω	$L/\mu H$	$C/\mu F$	R_1/Ω	R_2/Ω	R_3/Ω	U_{oc}/V	I_{sc}/A
10	536	9.52	2.246	10.8	150	1000	99.2
40	2144	2.38	8987	43.2	600	1000	24.87
100	5359	0.952	22467	107.7	1500	1000	9.95

依据图 2－51 所示的电路结构计算所得的开路电压 10μs/700μs－短路电流 5μs/300μs 的组合波发生器的回路参数如表 2－22 所示[4]。

表 2－22 开路电压 10μs/700μs－短路电流 5μs/300μs 的组合波发生器回路参数

Z_f/Ω	$C_1/\mu F$	$C_2/\mu F$	R_1/Ω	R_2/Ω	R_3/Ω	U_{oc}/V	I_{sc}/A
10	77	0.72	13	5	5	1000	99.4
40	19	0.19	53	20	20	1000	24.16
100	7.5	0.073	133	50	50	1000	100.2

结合表 2－21 中给出的参数对不同虚拟阻抗的开路电压 10μs/1000μs 短路电流 10μs/1000μs 的组合波发生器进行电路仿真，仿真电路见图 2－49，仿真所得的波形如图 2－52 所示。此外，表 2－23 给出了仿真波形参数[4]。

表 2－23 开路电压 10μs/1000μs－短路电流 10μs/1000μs 的组合波波形参数

Z_f/Ω	10		40		100	
	仿真值	偏差（%）	仿真值	偏差（%）	仿真值	偏差（%）
I_{sc}/A	99.6	－0.3	24.9	0	9.98	－0.2
$T_{1i}/\mu s$	9.44	－5.6	9.43	－5.7	9.40	－6
$T_{2i}/\mu s$	951	－4.9	948	－5.2	948	－5.2
U_{oc}/V	1000		1000		1000	
$T_{1u}/\mu s$	9.9	－1.0	10.3	3.0	10.4	3.0
$T_{2u}/\mu s$	1015	1.5	1010	1.0	988	－1.2
Z_{fc}/Ω	10.04	0.4	40.16	0.4	100.2	0.2
U_0/V	23.7		23.65		23.7	

从表 2－23 中可以发现：不同虚拟阻抗开路电压 10μs/1000μs－短路电流 10μs/1000μs 组合波发生器输出的电压波波前时间和半波峰持续时间与标准波形参数的偏差不超过 ±4%，输出的电流波波前时间和半波峰持续时间与标准电流波形参数的偏差不超过 ±6%，虚拟阻抗的偏差不超过 ±1%。

结合表 2－22 中给出的参数对不同虚拟阻抗的开路电压 10μs/700μs－短路电流 5μs/300μs 的组合波发生器进行电路仿真，仿真电路见图 2－51，

仿真所得的波形如图 2－53 所示。此外，表 2－24 给出了仿真波形参数[4]。

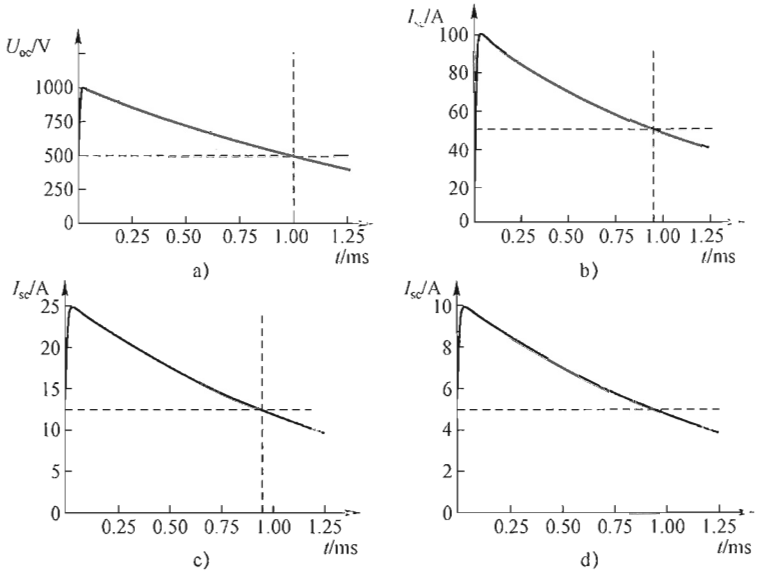


图 2－52　不同虚拟阻抗的开路电压 10μs/1000μs－短路电流 10μs/1000μs 的组合波仿真波形

a）10μs/1000μs 开路电压；b）10μs/1000μs 短路电流（10Ω）；c）10μs/1000μs 短路电流（40Ω）；d）10μs/1000μs 短路电流（100Ω）

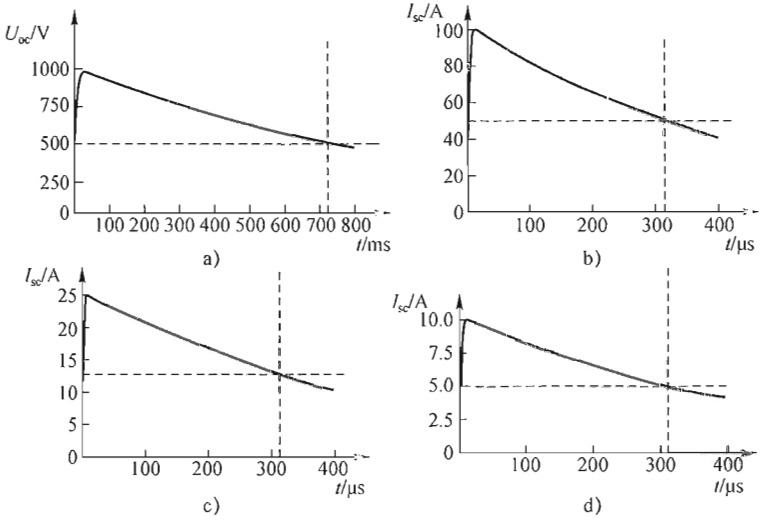


图 2－53　不同虚拟阻抗下开路电压 10μs/700μs－短路电流 5μs/300μs 的组合波仿真波形

a）10μs/700μs 开路电压（10Ω）；b）5μs/300μs 短路电流（10Ω）；c）5μs/300μs 短路电流（40Ω）；d）5μs/300μs 短路电流（100Ω）

表 2－24　开路电压 10μs/700μs－短路电流 5μs/300μs 的组合波波形参数

Z_f/Ω	10		40		100	
	仿真值	偏差（%）	仿真值	偏差（%）	仿真值	偏差（%）
I_{sc}/A	99.55	－0.55	25.11	0.44	10.02	0.2
$T_{1i}/\mu s$	4.78	－4.4	4.88	－2.4	4.86	－2.8
$T_{2i}/\mu s$	315	5.0	312	4.0	309	3.0
U_{oc}/V	1000		1000		1000	
$T_{1u}/\mu s$	10.2	2.0	10.3	3.0	10.5	5.0
$T_{2u}/\mu s$	724	3.4	729	4.1	723	3.3
Z_{fc}/Ω	10.045	0.45	39.82	－0.45	99.8	－0.2
U_0/V	1.03		1.03		1.03	

从表 2－24 中可知：不同虚拟阻抗开路电压 10μs/700μs－短路电流 5μs/300μs 组合波发生器输出的电压波波前时间和半波峰持续时间与标准波形参数的偏差不超过 ±5%，输出的电流波波前时间和半波峰持续时间与标准电流波形参数的偏差不超过 ±8%，虚拟阻抗的偏差不超过 ±1%。

2.6.5　组合波的相位跟踪技术

在组合波发生器试验中，除了对波形参数及输出阻抗有严格的要求外，还对触发的极性和相位时刻做了规定：要求在工频电源的 0°～360°范围内，触发极性、触发相位任意可调，相位误差小于 ±5°。这就是说在进行组合波试验时需对工频电源的相位进行跟踪，以确定适当的触发时机。对工频电源进行相位跟踪的电路原理如图 2－54 所示。

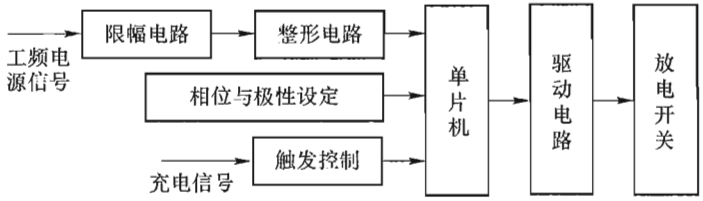


图 2－54　相位跟踪电路原理框图

相位跟踪的过程为：工频电源的电压经变压器降压后送至限幅电路进行限幅，再经整形电路进行整形处理变为可计数的方波，然后送至单片机的输入/输出端口；利用外部电路对相位与极性进行设定，并将设定信号也送到单片机的输入/输出端口；利用电容器的充电信号作为触发控制部分的启动信号，并送单片机的输入/输出端口；单片机在获得启动相位跟踪的控制信号后，启动相位跟踪，并按照设定的触发模式输出触发脉冲，触发脉冲再经驱动电路放大后作为放电开关的触发控制信号。

对工频电源信号进行相位跟踪实际上是对工频变化的正弦波限幅整形得到的方波进行计数。正弦变化的工频电压可表示为：

$$u = U_{\mathrm{m}}\sin\omega_1 t = U_{\mathrm{m}}\sin 2\pi f_1 t \tag{2-93}$$

式中 ω_1——工频电源的角频率；

f_1——工频电源的频率，工频电源的周期 $T_1 = 1/f_1$。

利用频率为 f、周期为 T 的脉冲对整形后所得的方波进行计数，进而可得出方波的宽度 $T_2 = N \cdot T$ 和频率 $f_2 = 1/T_2$。其中，N 为在 T_1 时间内频率为 f 的脉冲个数。如果 $f \gg f_1$，则 $T_2 \approx T_1$，$f_2 \approx f_1$。

假设设定的触发相位为 θ，则相应的时间间隔 T_θ（单位：s）和计数脉冲 N_θ 可分别表示为：

$$T_\theta = \frac{\theta}{360 f_1} \tag{2-94}$$

$$N_\theta = f T_\theta \tag{2-95}$$

可利用单片机系统实现组合波发生器的同步触发。单片机实现的功能为：实时跟踪测量工频电源的频率；跟踪系统所设定的触发模式；给出触发脉冲。具体的程序流程如图 2-55 所示[4]。

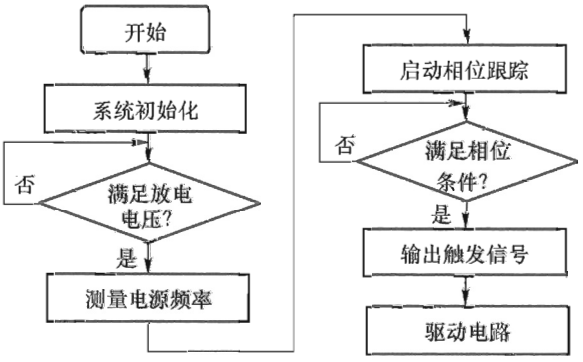


图 2-55　相位跟踪程序流程图

为了对电源相位实时准确有效的跟踪，还需要对相位跟踪误差进行分析。在组合波浪涌发生器系统中，引起相位跟踪误差的因素主要包括波形

整形变换过程中引起的误差、触发机构的导通时延带来的误差以及计数误差等。

（1）波形整形变换引起的误差。正弦波波形整形变换采用“过零比较”原理，如图 2－56 所示。设正弦波的最大幅值为 U_m，基准电压为 E_1（过零比较时，基准电压直接接地，因此 $E_1=0$。）下面讨论正弦波经比较器变换为方波的情况。理想情况下，比较器在正弦波过零时翻转，转换后的方波无相位差。但实际上比较器有可能不在过零时翻转，而是在过零附近的某点实现翻转，这就对波形变换带来了一定的相位误差 δ_1。

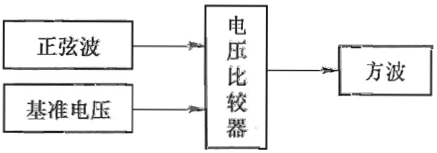


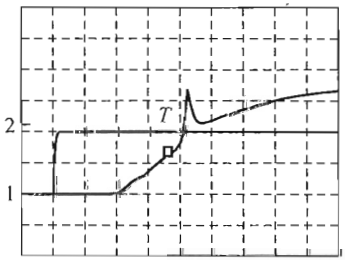
图 2－56　波形变换原理框图

为便于分析相位误差，将正弦波在过零点附近近似为线性，假定波形翻转发生在正弦波电压的 U_1 处，则波形变换引起的相位误差为：

$$\delta_1=\frac{U_1-E_1}{U_m}\cdot\frac{\pi}{2}=\frac{U_1}{U_m}\cdot\frac{\pi}{2}$$

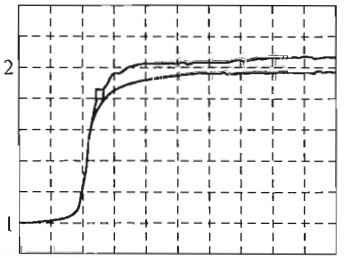
如果 $U_m=5V$，$U_1\leqslant\pm0.02V$，则 $\delta_1\leqslant\pm0.36°$。

（2）触发机构的导通时延带来的误差。组合波系统采用高压可控放电开关，驱动采用光耦及可控硅。实际测量的光耦时延波形如图 2－57a 所示，曲线 2 为光耦输入波形，曲线 1 为光耦输出波形，时延约 1.5μs；实际测量的可控硅的时延如图 2－57b 所示，曲线 1 为可控硅输入波形，曲线 2 为可控硅输出波形，比较可知可控硅几乎没有传输时延[4]。因此，由光耦和可控硅带来的总的传输时延约为 1.5μs，相应的相位误差 $\delta_2=0.027°$。



CH1: 2V/Div 250ns/Div　CH2: 2V/Div 250ns/Div

a)



CH1: 10V/Div 100ns/Div　CH2: 10V/Div 100ns/Div

b)

图 2－57　触发导通机构的导通时延

a）光耦输入－输出波形；b）可控硅输入－输出波形

（3）计数带来的误差。由于在相位跟踪技术中，需将设定的触发相位变为相应的时间间隔及计数脉冲，这样难免会引入数字化的舍入误差。如

果舍去小数，则数字化将带来负向的测量误差。如果计数脉冲的频率 $f=1\text{MHz}$，$T=1\mu\text{s}$，工频电源频率 $f_1=50\text{Hz}$，$T_1=20\text{ms}$，则在 T_1 时间内的计数脉冲个数 $N=2\times10^4$。每度期间的计数脉冲数 $n=N/360\approx55.55$。单片机在实际运行过程中舍去每度计数脉冲的小数部分，由此带来的误差为 $\delta_3=0.555/55.555\approx0.01°$。

根据上面的分析，相位跟踪的最大误差发生在单位周期计数脉冲最小（即周期最小或频率最大）的情况下。如电网频率变化范围为 ±5%，最大电源频率为 52.5Hz，每个周期的计数脉冲数为 $N=1.9047\times10^4$。每度的计数脉冲为 $n=N/360\approx52.9$。数字脉冲计数过程中最大的脉冲舍入误差为 1。因此，在电网频率波动的情况下对应的相位跟踪系统的最大误差为 $\delta_{3\max}=1/52.9\approx0.0189°$。

在考虑上述三种引入误差的情况下，相位跟踪系统的最大误差为：

$$\delta=\sqrt{\delta_1^2+\delta_2^2+\delta_3^2}=0.3615°$$

第3章　电感储能的电磁动能武器电源技术

电感储能是以磁场的形式来储存能量的，这一点使它不同于电容储能，因为电容储能是以电场的形式来储存能量的。从储能密度方面来看，电感储能具有更高的储能密度。因此，电感储能脉冲功率电源可作为电磁动能武器的电源，除此之外它还可用于等离子体物理、受控核聚变、重复脉冲大功率激光、强电磁脉冲辐射以及强流粒子束等领域。

理想的电感器和电容器在电路中是一种无损耗的储能元件，并且由电路知识可知电容和电感具有对偶性。当利用电容器储能的方法来产生脉冲大电流时，需要采用电容器并联充电-并联放电的形式；而采用电感器储能的方法来产生脉冲大电流时，则需要采用电感器串联充电-并联放电的形式。对电容器的充电需要采用直流电压源，而对电感器的充电则需要采用直流电流源。储能电容器向负载放电通常需要通过短路转换开关；而储能电感器向负载放电不仅需要短路转换开关，而且还需要断路转换开关，由于大功率断路转换开关技术目前还不够成熟，所以致使电感储能的电磁动能武器电源技术也不够成熟。但电感储能的电磁动能武器武器电源作为一种产生脉冲大电流的方法，有必要对其进行分析和研究。

3.1　基本电路及充电分析

下面首先介绍电感储能的基本电路及充电分析问题。

3.1.1　电感储能的基本电路

图3-1所示为电感储能原理电路的两种基本形式，其主要由充电电流源G、储能电感L_s、转换装置（含断路开关S_{op}），或其他转换元件以及闭合开关S_c、负载Z_L组成[22]。当S_{op}闭合、S_c断开状态时，充电电流源G以电流I对储能电感L_s充电；当达到所要求的储能值时，断开S_{op}同时闭合S_c，从而把储能电感中储存的磁能传递给负载。转换过程中其实质是将在

L_s 内建立的电流以脉冲形式传给负载，从而使负载获得比用充电电源直接馈电时高得多的功率。所谓断路开关断路，就是快速增加开关的阻抗，迫使电流向负载转换。闭合开关的闭合既可以通过过电压使其击穿，也可以用外触发受控闭合。

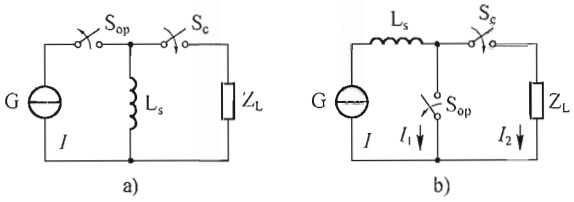


图 3－1　电感储能基本电路

a）形式一；b）形式二

储能电感充电的充电电源有多种不同的形式，如电容器组、Marx 发生器、交流发电机—整流器联合装置、直流发电机组、单极发电机、蓄电池组、磁通压缩发生器或磁流体发电机等。在实际使用过程中，可根据使用要求及其经济性酌情考虑。对于电容器储能的脉冲功率装置而言，由于电容器自身的泄漏电阻 R_p 较大，电容器自放电时间常数 $\tau_c = CR_p$ 也较大，常达数十分钟，所以可用很小的电流对之充电，充电电源的功率可以很低；当电容向负载放电时，放电电流比充电电流要大许多，因此可把这类电容性放电装置看成是电流放大器。而对储能电感充电时，若电感器本身电阻为 R_s，则电感自放电的时间常数 $\tau_L = L_s/R_s$，通常 τ_L 只有数秒左右，这就要求对电感储能电路应当快充电，因此必须使用较高功率的充电电源；而且当断路开关瞬间断路时，除能把电流换路到负载上去之外，还能在负载两端产生很高的感应电压（$L_s \mathrm{d}I/\mathrm{d}t$），因此可以把电感放电装置看成是电压倍增器。

断路开关除能将电流换路外，还能压缩能量，使负载获得脉冲功率。尽管目前断路开关概念不下 20 种，但其断路机理实质只有两类：第一类是在电流过零时断开电路；第二类是开关自增大阻抗直接断路。第二类又分为有功断路开关和无功断路开关。断路开关将明显地影响负载的电物理特性，在分析电感储能电路时必须考虑所用断路开关的机理和性质。

电感储能高功率脉冲电源的负载，根据不同的应用要求和目的，可以是电阻性的、电感性的或电容性的，或者它们中的某两种联合或三者同时存在。由于种种原因，电容性负载用得较少，用得最多的是电感性负载和电阻性负载。而它们又分为线性和非线性负载，负载的性质往往反过来影响断路开关的工作性能。

从上述的简要分析来看，由于初级充电电源的多样性、断路开关的不同性质和负载类型的差异，电感储能电路可组合排列出多种类型。显然，要把如此多种形式的电路都做解析分析，既不现实也不必要。这里仅对典型电感储能电路的特性进行分析。

3.1.2 电感储能的充电分析

对电容器充电，一般说来，对充电技术的要求并不十分严格；而在电感储能装置中，有效充电的问题显得异常突出。这是因为：为有效地充电，充电必须十分快；为储存更多的能量，要求高功率输入；在重复脉冲工作时，要求高效率，否则由电损耗产生的热量难以排出去。

若充电电源提供恒流 I，充电回路的电阻为 R（等于电感器电阻、电源内阻和断路开关闭合时的电阻之和），则电源的充电功率 $P_0 = I^2R$；如果 S_{op} 是理想的断路开关，则负载电阻 R_L 获得的功率 $P_L = I^2R_L$。负载功率与电源功率之比为：

$$\frac{P_L}{P_0} = \frac{R_L}{R} \tag{3-1}$$

仅从充电角度考虑，若想获得较大倍数的功率放大，则必须使 $R \ll R_L$（而对于电容储能，若充电回路电阻为 R_c，则功率放大是 R_c/R_L）。若对电感充电的电压 U_0 不变，则 $I = U_0/R$，负载峰值功率为：

$$P_L = \frac{U_0^2 R_L}{R^2} \tag{3-2}$$

由此可见，充电回路对负载功率的影响较大。充电电源对电感充电的功率 P_0 与电感储能 W_s 的关系是：

$$P_0 = 2W_s R/L_s \tag{3-3}$$

因此，增大时间常数 L_s/R 能减轻电源充电功率过大的负担，然而这却与快速充电的要求相矛盾。对于 $W_s = 1\text{MJ}$，即使 $L_s/R = 5\text{s}$，仍需要 $P_0 = 0.4\text{MW}$，虽然这不是很高的功率水平，但其充电电流值已经相当可观了。

考虑在短时间 Δt 内给 L_s 充电，磁场能量增量为 ΔW_s，消耗在 R 上的能量为 ΔW_D，则有：

$$\frac{\Delta W_S}{\Delta W_D} = \left(\frac{L_s}{R}\right)\left(\frac{1}{i}\right)\left(\frac{\Delta i}{\Delta t}\right) \tag{3-4}$$

式中 i——瞬时充电电流。

$\Delta i/\Delta T$ 和 i/T 量纲相同（T 为特征充电时间），电感时间常数 $\tau \approx L_s/R$。因此为了提高充电效率 $\Delta W_s/\Delta W_D$，必须尽量使 τ/T 值大，这意味着在给定的电感时间常数情况下充电时间应当短（为了比较，给出电容充电效率

$\Delta W_s'/\Delta W_D' = [R_c C \Delta U_c/(U_c \cdot \Delta t)]^{-1}$)。

充电电流波形不同，电感器的充电效率也不相同。现在根据电源 $U(t)$ 的三种不同情况结合图 3-2 所示的充电电路进行分析。这三种情况分别为：①$U(t) = k_0 u(t)$，其中 k_0 是阶跃电压，$u(t)$ 是单位函数；②$U(t) = k_1 t u(t)$，其中 k_1 是斜坡函数的斜率；③$U(t) = k_2 u(t) + k_3 i(t)$，是从磁场到电枢线性反馈的自激恒速发电机的电枢电压。

对于第三种情况，储能电感器就是发电机的激磁绕组，其发电机可以是常规发电机，也可是单极发电机，或者飞轮储能的脉冲交流发电机，或者是交流发电机—整流器组合体。对于上述三种情况的电流 $i(t)$ 和消耗在 R 上的能量 $W_D(t)$ 可表示如下[23]：

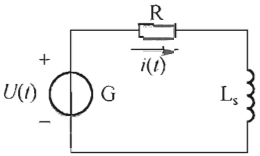


图 3-2　电感充电电路

对于第一种电源，有：

$$i(t) = \frac{k_0}{R}(1 - e^{-t/\tau}) \tag{3-5}$$

$$W_D(t) = \frac{k_0^2}{R}\left[t - \frac{3L_s}{2R}(1 - e^{-t/\tau})\right] \tag{3-6}$$

对于第二种电源，有：

$$i(t) = \frac{k_1}{R}\left[t - \frac{L_s}{R}(1 - e^{-t/\tau})\right] \tag{3-7}$$

$$W_D(t) = \frac{k_1^2}{R}\left\{t\left[\frac{t^2}{3} - \frac{L_s}{R}t + \frac{L_s^2}{2R^2}(1 - e^{-t/\tau})\right] + \frac{L_s^3}{2R^3}(1 - e^{-2t/\tau})\right\} \tag{3-8}$$

对于第三种电源，有：

$$i(t) = \frac{k_2}{R - k_3}\left[1 - \exp\left(\frac{k_3 - R}{L_s}t\right)\right] \tag{3-9}$$

$$W_D(t) = R\left(\frac{k_2}{R - k_3}\right)^2\left[t + \frac{2L_s}{R - k_3}\exp\left(\frac{k_3 - R}{L_s}t\right) - \frac{L_s}{2(R - k_3)}\exp\left(\frac{2(k_3 - R)}{L_s}t\right) - \frac{3L_s}{2(R - k_3)}\right] \tag{3-10}$$

在三种情况下的充电效率 η_c 皆为：

$$\eta_c = \frac{W_s(t)}{W_s(t) + W_D(t)} \tag{3-11}$$

式中　$W_s(t) = L_s i^2(t)/2$。

三种电源的充电效率 η_c 与电流的关系如图 3-3 所示。在此图中，对于阶跃函数波形，$k_0 = U_0$；对于斜坡函数，$k_1 = U_0/\tau$；对于发电机，$k_2 =$

$2U_0$，$k_3=2R$。如果发电机参数 k_2 和 k_3 是来自不同值，则发电机充电效率的曲线簇仍具有类似图 3－3 发电机电源的形状。当 $t\to\infty$ 时，发电机充电效率趋于 $(k_3-R)/k_3$，其他两种电源效率趋近于零。

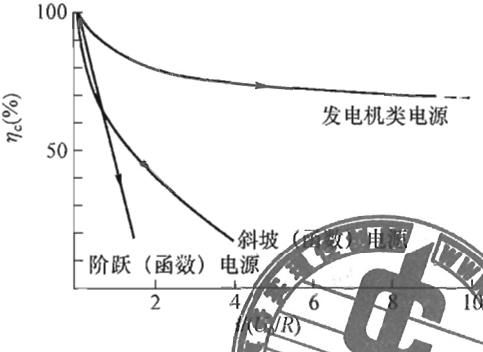


图 3－3　充电效率与充电电流的关系

此外，还需知道电源最大充电功率和充电效率 η_c 的关系。在同样的电流或储能水平条件下，三种电源都是合理的。图 3－4 表示出了这种关系。图中的 k_0、k_1 和 k_3 是变化的，电感器充电电流可达到 $0.9U_0/R$。虽然曲线是从不同的 k_0、k_1 和 k_3 参数以及充电时间得来的，但电流相同。其中曲线①对应阶跃电压源，是以 $k_0=U_0$ 和 $t=2.3\tau$ 从较低的左端开始，终结于右上方的 $k_0=11U_0$ 和 $t=0.092\tau$，可见电压阶跃的规模沿曲线增加，充电到 $0.9U_0/R$ 的时间沿曲线而减少，效率向上增长并同时达到所要求的功率。之所以有大的功率出现，是因为这种电源提供了非常快的上升电流，从而在电感上产生一个大的感应电压的结果。曲线还表明在效率和功率间基本折中的性质。曲线②对应斜坡电压源，k_1 是从 $0.9U_0/\tau$ 到 $7U_0/\tau$ 由左至右地增加和充电时间相应地从 4τ 到 0.5τ 减小。曲线③对应发电机充电电源，

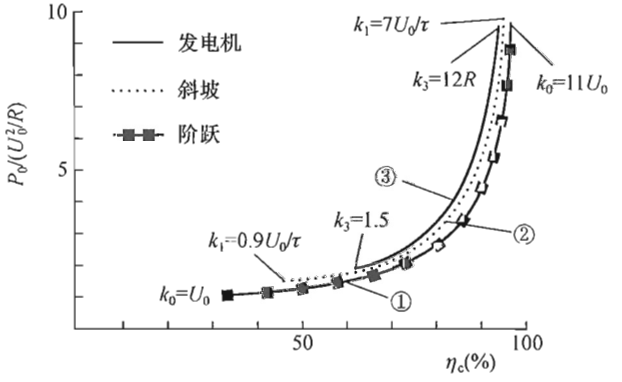


图 3－4　电源最大充电功率和充电效率之间的关系

$k_2=0.5U_0$ 和 k_3 从 $1.5R$ 到 $12R$ 变化（增加了反馈量），并得出 t 相应地从 13τ 到 0.28τ 减小。在图 3－4 中，三条曲线所示的电源功率都等于 $0.9U_0/R$ 乘以电源电压。以同样功率水平比较这些电源，发现用阶跃电源获得的效率最高。

图 3－4 中曲线还表明高充电效率需要高输入功率。但可以找到一个合理的充电效率，取 P_0R/U_0^2 值稍大于 1，不用增加多大的功率就可获得较大的充电效率。例如在 $P_0R/U_0^2=2$，阶跃电压源的充电效率是 72%，此时充电时间是 0.52τ。

3.2 单级电感储能的转换放电

电感储能技术关键依赖于断路开关，而断路开关又取决于负载阻抗、负载脉冲的要求及所用的转换电路，因此首先应当认识转换电路中断路开关的类型：直接截流断路开关和电流过零或抵消脉冲断路开关。这种分类的本质是基于迫使开关电流转换的电压是出现在开关内部还是出现在开关外部。

直接截流断路开关能在开关内部出现转换电压，通过迅速增加内部阻抗迫使电流换路，所以称它为直接断路开关。若图 3－1b 中的 S_{op} 用一个变化的阻抗 $R_{op}(t)$ 来代替，便成为直接断路开关的情况，如图 3－5a 所示。直接断路开关应具备的主要条件是：电流经过它充电和储能时，它的阻抗应尽可能地低；它能经历一个大的阻抗增长变化以及能承受住由于阻抗变化而产生的高电压；阻抗增大迫使电流换路到负载，但由于开关存在损耗，使负载电流显然要小于充电电流；负载电压的上升时间直接由开关阻抗上升速率来决定。为了终止负载脉冲，断路开关必须再闭合以使储能电感短路，使装置恢复到储能状态；如果要求负载脉冲重复，则对每个脉冲均需循环重复这个过程。对于这种理想的“电阻转换电路”，充电电流 $I_s(t)$、负载电流 $I_L(t)$ 和阻抗 $R_{op}(t)$ 的变化如图 3－5b 所示。

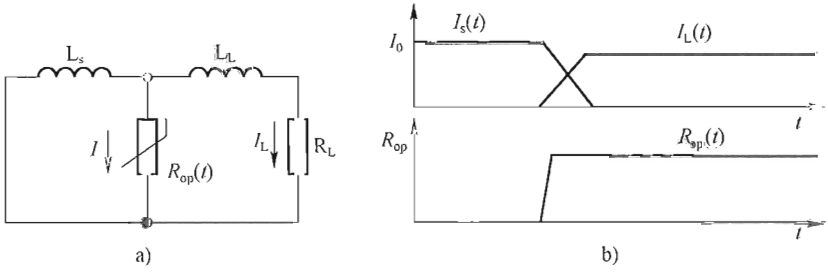


图 3－5 直接断路开关转换原理

a）直接断路的电路；b）相关参量变化

电流过零断路方法要求开关使用一个外部电压，把开关电流抵消至零再断开开关，这使得开关断路时不致（或至少暂时不）承受较高的恢复电压。这种电流过零断路开关一般主要应用于交流系统，因为交流系统中每个周期电流有两次过零。但是，如果能用辅助电容产生瞬时电流过零，也可用于直流系统。图 3－6 表示直流状态电感储能装置所使用的电流过零转换原理。在 t_1 时刻之前，开关 S_{op} 闭合而 S_1 和 S_2 断开，储能电感 L_s 的充电电流 I_{so} 通过 S_{op}。在 t_1 时刻，开关 S_1 闭合，事先充电至电压 U_c 的电容 C 经过 L_2、S_1 和 S_{op} 放电，C 的反向放电电流抵消原 S_{op} 中的电流。C 放电频率 $\omega=(L_2C)^{-1/2}$ 决定了抵消的速度。在 t_2 时刻，开关 S_{op} 电流为零，S_1 中的电流 $I_{s1}=I_{so}$，此时断开 S_{op}。S_{op} 断开之后，C 被反极性地再充电，C 上电压上升速度 $\mathrm{d}U_c/\mathrm{d}t\approx I_0/C=$ 常量。在 t_3 时刻闭合 S_2，原储存的能量便转换到负载。固体可控硅整流器、真空开关、氢闸流管、液态金属等离子体管等都可用做电流过零的断路开关，并且具有良好的性能。原则上，其他开关也可作为电流过零断路开关，但是它们有较长的消电离（或恢复）时间（$>100\mu s$），在工程上不太适用，因为辅助电容器的大小直接与恢复时间有关。

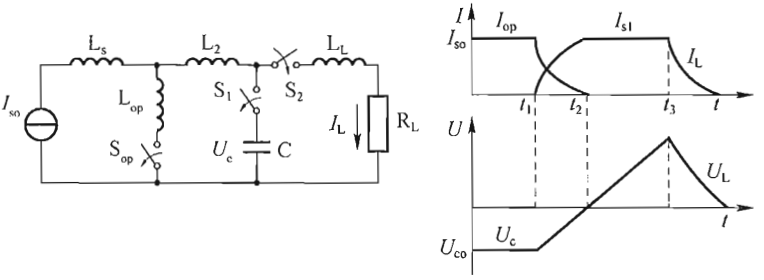


图 3－6　抵消脉冲短路开关工作原理

a）原理电路；b）对应波形

使用何类断路开关和何种转换电路，直接影响转换效率和功率的调节范围。依据转换元件可组成多种电感储能装置，在本节只介绍直接增大断路开关阻抗和升高转换电容电压迫使电流换路的方法。此外，为表征电感储能装置的性能，通常把负载脉冲能量与初始储能比定义为转换效率。但考虑到重复脉冲的工作状况，应当用每个转换周期内负载脉冲能量与储能减少量的比来衡量装置的工作效能。这样，可更全面地定义电感储能装置的工作效率 $\eta=E_L/\Delta W_s$。其中，E_L 是每次转换到负载的能量，ΔW_s 为电感的储能减少量。

3.2.1 电阻性转换电路

电阻性转换电路如图 3－5a 所示。其中转换电阻 $R_{op}(t)$ 可以是直接断路开关自身电阻，也可以是断路开关电阻和另外的转换电阻器电阻的结合。直接断路开关是否需要转换电阻器的帮助，由装置的峰值电压和开关的总损耗来决定。电阻性转换电路的工作效率取决于负载中的电阻或电感中何种成分占优势。为了认识电阻性转换电路的工作特性，研究向纯电阻和纯电感负载的转换情况是有代表性的。

1. 负载为纯电阻时的情况

假设图 3－5a 只有纯电阻负载 R_L，转换后储能电感 L_s 中的电流 $I_s(t)=I_{so}\exp(-t/\tau_1)$，其中 I_{so} 是开始转换时刻储能电感中的初始电流，即 $I_{so}=I_s(0)$。等效时间常数 $\tau_1=L_s/R_1$，而 R_1 是回路的总等效电阻，则转换后的负载电流为：

$$I_L(t)=I_{so}[\exp(-t/\tau_1)]/(1+Y) \tag{3-12}$$

其中，$Y=R_L/R_{op}$，而 R_{op} 是开关断路状态的电阻；$R_1=R_s+R_{ef}$，R_s 是储能电感器的电阻，等效电阻 $R_{ef}=R_L/(1+Y)$。

在脉宽 t_p 期间传递给负载的能量：

$$E_L(t_p)=E_0[1-\exp(-t_p/\tau_p)]/[(1+Y)(1+Z)] \tag{3-13}$$

式中 E_0——L_s 的初始储能，$E_0=L_sI_{so}^2/2$；

τ_p——负载脉冲期间能量衰减的时间常数，$\tau_p=\tau_1/2=L_1/(2R_1)$，$Z=R_s/R_{ef}$。

在 $t\to\infty$ 时，负载可获得的最大能量为：

$$E_{L(max)}=E_0/[(1+Y)(1+Z)] \tag{3-14}$$

实际上，把 $E_{L(max)}$ 传递给负载只用 $5\tau_p$ 的时间便足够了。

对电阻负载的电阻性转换电路的工作效率为：

$$\eta_R=\frac{[1-\exp(-t_p/\tau_p)]}{(1+Y)(1+Z)[1-\exp(-t_p/\tau_p)\cdot\exp(-t_s/\tau_s)]} \tag{3-15}$$

式中 τ_s——时间常数，$\tau_s=L_s/(2R_2)$；

R_2——储能回路电阻，$R_2=R_s+R_{co}$，其中 R_{co} 是开关接通电阻。

对于 $R_s=R_{co}=0$ 的理想状态，式（3－15）可简化成理想状态的工作效率：

$$\eta_{RL}=1/(1+Y) \tag{3-16}$$

在理想状态下，若 $R_{op}\gg R_L$，则工作效率可达到极大值。此外，为了提高工作效率，在实际电路中还必须减小储能电感器的电阻 R_s 和开关闭合时的接通电阻 R_{co}。

对于理想情况，消耗在断路开关中的能量为：

$$E_{op} = YE_L \tag{3-17}$$

这表明：在工作中应当使 Y 值尽量小。实际上，断路开关的损耗较大，这是由于在储能期间断路开关接通电阻的影响和在转换期间开关电阻、电感以及负载杂散电感的影响。令断路开关电阻按 $\dot{R}_{op} = \mathrm{d}R_{op}/\mathrm{d}t$ 变化，则传输给负载的最大功率为：

$$P_{R(max)} = I_{so}^2 R_L \frac{a^2}{(1+a^2)} \exp\left[-\frac{2}{a} + \frac{2}{a^2}\ln(1+a)\right] \tag{3-18}$$

式中 $a = \dfrac{\dot{R}_{op} L_s}{R_L}$。

达到最大功率的时间 $T_{Rm} = (L_s/\dot{R}_{op})^{\frac{1}{2}}$。

上面的分析是就一般情况而言的。现在分析开关电阻变化规律 $\dot{R}_{op}$ 不同时的情况。首先分析 $R_{op} = Kt$ 的线性变化情况（K 是电阻增长比例系数）。令负载放电时间常数 $\tau_L = \dfrac{L_s}{R_L}$，则负载电压 $U_L(t)$ 与 K 值的关系为：

$$U_L(t) = I_{so} Kt \left(1 + \frac{K}{R_L} t\right)^{R_L/(K\tau_L)-1} \cdot \mathrm{e}^{-t/\tau_L} \tag{3-19}$$

当 $K \to \infty$（即开关瞬间完全断开）时，式（3-19）变为：

$$U_L(t) = I_{so} R_L \mathrm{e}^{-t/\tau_L} \tag{3-20}$$

由式（3-20）可知理想断路状态下，负载电压可在换路瞬间突变到 $I_{so}R_L$，然后再按时间常数 τ_L 以指数规律衰减。显然，τ_L 对放电时间实行了固有的限制。对于有限 K 值情况，将产生一个峰值比 $I_{so}R_L$ 小、后沿近似指数衰减的脉冲。不同 K 值将产生不同的脉冲曲线簇。此外，还需注意断路开关电阻线性变化时的转换效率 η_d。η_d 定义为传到负载的能量与电感初始储能之比，则：

$$\eta_d = \frac{2K^2}{R_L L_s} \int_0^t \left(1 + \frac{K}{R_L} t\right)^{2R_L/(K\tau_L)-2} \cdot t^2 \mathrm{e}^{-2t/\tau_L} \mathrm{d}t \tag{3-21}$$

若用 $K = R_L/\tau_L$，$2R_L/\tau_L$，$3R_L/\tau_L$，…，$10R_L/\tau_L$ 对式（3-21）进行数值积分，得到10条不同 K 值的 $\eta_d - \tau_L$ 曲线。在式（3-21）中，任何一个 K 值所对应的效率均随时间而增长，这是因为在开关刚断开之后的一段时间内开关电阻较小，消耗的能量较多。对于 $K = R_L/\tau_L$，η_d 只能达到50%。对于 $K = 10R_L/\tau_L$，$\eta_d \approx 80\%$；在这种情况下，半功率点对应的脉宽是 $0.84\tau_L$，脉冲前沿是 $0.15\tau_L$。

其次，当开关电阻的变化规律为 $R_{op} = \mathrm{e}^{Kt} - 1$ 时，经计算表明，负载上的电压与 $R_{op} = Kt$ 情况时的电压基本相同。

经分析表明，随时间电阻线性增加的电阻性断路开关和电感以指数增大的电感性断路开关的作用等效。

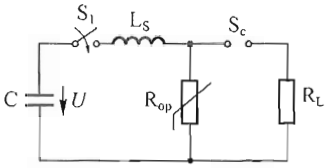


图 3－7　用电爆炸导体断路开关转换的电感储能装置的等效电路

2. 高阻抗电阻负载的设计

现以常用的电爆炸导体断路开关为例，分析一种电感储能装置（如强流电子束加速器）的设计。在这种装置中，常以电容器组或 Marx 发生器的电容 C 给储能电感 L_s 充电。电阻性断路开关是 n 根铜丝或箔，用 $R_{op}(t)$ 表示其电阻变化，其等效电路图如图 3－7 所示[22]。

在电爆炸导体的研究过程中，人们通常采用由试验和相似理论得出的经验公式来描述电爆炸导体参量与电路参量的关系，即：

$$\varepsilon = U_0^2 C/(n^2 d^4 Z) \tag{3-22}$$

$$\lambda = l/(nd^2 Z) \tag{3-23}$$

$$v = \sqrt{L_s C}/d \tag{3-24}$$

式中　Z——回路的特性阻抗，$Z=(L_s/C)^{1/2}$，Ω；

d——单根爆炸导体的直径，mm；

l——导体长度，mm；

ε——表征与输入导体能量相关的因子，$J/(\Omega \cdot mm^4)$；

λ——表征与导体长度相关的因子，$1/(\Omega \cdot mm)$；

v——表征与爆炸时间相关的量，$\mu s \cdot mm^{-1}$；

U_0——电容 C 的充电电压，kV；

C——电容，μF；

L_s——储能电感，μH。

电爆炸导体长度 l 决定能否彻底实现截流。当 l 较小时，感应电压会造成其沿面放电，达不到截断电流的目的。当电爆炸导体长度 l 很大时，感应电压 $L_s di/dt$ 不会造成沿面放电，能彻底截断电流；但这将导致回路电感和装置尺寸过大。若适当地选取 l，能使电流出现一段“暂停”时间 t_p。通常把 $t_p=0$ 对应的导体长度称为临界长度，用 l_k 表示。这样，只有当 $l=l_k$ 时才有可能保证不发生导体沿面放电和能彻底截断电流。由式（3－23）可知，$l=l_k$ 的条件是 $\lambda=\lambda_k$。当采用式（3－22）～式（3－24）所规定的单位时，

$$\lambda_k = 1.35\times10^3(10^{-6}\varepsilon \cdot v)^{0.36} \tag{3-25}$$

给定 U_0、C 和 L_s 后，要想确定导体参数（d、l 和 n），显然仅依据上

述方程是不够的，还需借助其他方程和曲线。通过试验方法，得出电爆炸导体电阻 R_{op} 两端的开路电压为：

$$U_F = 0.45U_0(\varepsilon \cdot 10^{-6})^{-0.2} v \cdot \exp[-0.011(\varepsilon 10^{-6})^{-0.4} \cdot v] \quad (3-26)$$

由式（3-26）可获得电压增益或过电压系数 k_F，即 $k_F = U_F/U_0 = f_1(\varepsilon, v)$。图3-8给出了电压增益与 ε 和 v 的关系曲线。ε 值不同，电压增益曲线也不同。对于每条电压增益曲线达最大值时的 v 值记为 v_m。

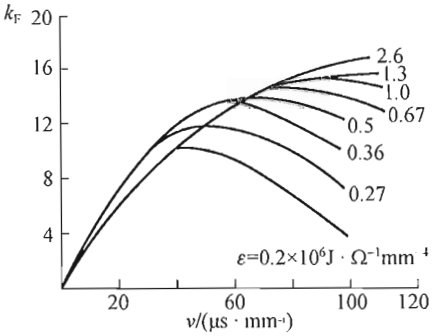


图3-8 电压增益对 ε 与 v 的关系曲线

在选取电爆炸导体参数时，可首先根据所需要的 k_F 值在图3-8或依据式（3-26）确定 ε 和 v。需要注意的是确定 v 值时应使 $v \leqslant v_m$。因为只有满足这一条件才能确保导体获得足够的能量以实现“快”爆炸和压缩脉冲的目的。然后再利用式(3-22)～式(3-25)求出多组导体参数（l_k、d 和 n），相应计算出多组 n 根导体总横截面积 S_i（$=\pi n d^2/4$），使其中一个 S_i 值恰好等于最大电流时刻才爆炸的导体总横截面积：

$$S \approx 2.2 \times 10^{-3} \sqrt{\frac{CU_0}{2}} \quad (3-27)$$

其中，S 单位为 mm^2；$S_i = S$ 的那一组导体参数，既能满足所选用的 k_F 值，又能保证电感在最大储能时导体爆炸（在电流接近1/4振荡周期时导体爆炸），从而获得 $U_F = k_F U_0$ 的开路高电压。

如果不顾及在最大电流时爆炸的条件而单纯估算开路电压 U_F，则可使用以下公式：

$$U_F = U_0 R_{opm} \left(\frac{kC}{L_s}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-28)$$

式中 k——电容向电感传递能量的百分比，$k = L_s I^2/(CU_0^2)$；

R_{opm}——爆炸导体电阻的最大值。

开路电压的半宽度：

$$\tau_F \approx 1.2d/(L_s C)^{1/2} \quad (3-29)$$

若使用箔片作爆炸导体时，应将其横截面积与上述圆导体横截面积等值。

现在分析电阻负载 R_L 接在电路上的情况。假设图 3－7 中的 S_c 是理想的闭合开关。试验证明，负载 R_L 上的电压 $U_R \leqslant U_F$，此时所需的导体长度 $l_R \leqslant l_k$，并且 U_R/U_F 和 l_R/l_k 均为 φ 的函数，如图 3－9a 所示，其中：

$$\varphi = R_L Y/(k_F Z) \tag{3-30}$$

$$Y = 0.44(\varepsilon \cdot 10^{-6})^{-0.28} \tag{3-31}$$

由式（3－30）、式（3－31）和图 3－9a 可得到图 3－9b，$(R_L/Z)_{min} = f_2(\varphi)$ 表示对应最小的 C 值，其曲线上的数字表示负载电压增益 k_R，即 $k_R = U_R/U_0$。

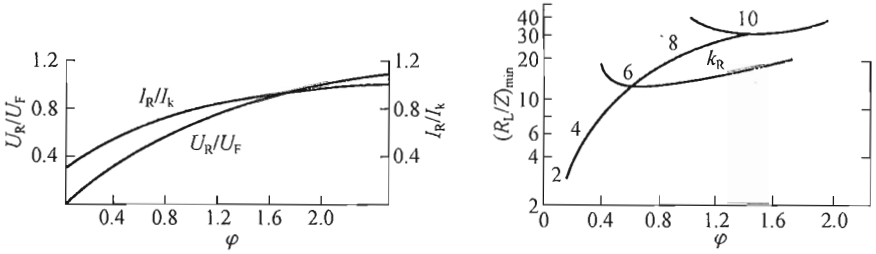


图 3－9　高阻抗负载的电感储能设计曲线

a）U_R/U_F 和 I_R/I_k 与 φ 的关系；b）$(R_L/Z)_{min}$ 与 φ 的关系

负载电压脉宽不仅由时间常数 L_s/R_L 决定，而且还受导体周围介质的电场强度影响。经修正，在常态大气环境工作时，可以取脉冲的半宽度为：

$$\tau_R \approx 0.4 L_s/R_L \tag{3-32}$$

至此，可归纳出高阻抗电阻负载的电感储能装置的设计步骤，即：①依据所需的负载参量 R_L、U_R、k_R 和 τ_R，由式（3－32）求出储能电感 L_s（含回路电感）；②由所需的 $k_R = U_R/U_0$ 值，在图 3－9b 中查得 $(R_L/Z)_{min}$ 和 φ，并依据查得的 $(R_L/Z)_{min}$ 值求出 Z，从而得到最小的 C 值；③利用 φ 值和 $k_R = U_R/U_0 = k_F U_R/U_F$ 值，在图 3－9a 上确定 U_R/U_F，然后算出 k_F 值；④由式（3－30）求出 Y，再由式（3－31）求得 ε；⑤依据 ε 值和 k_F 值在图 3－8 或式（3－26）中求出 v 值，注意取 $v < 90(\varepsilon \cdot 10^{-6})^{-0.4}$，然后利用式（3－24）求出 d，再用式（3－22）算出 n；⑥最后用式（3－25）求出 λ_k，再通过式（3－23）求出 l_k，然后根据已知的 φ 在图 3－9a 上查出 l_R。至此，满足需要的全部尺寸均已求出。

以上所有公式，最大误差均不超过 20%。用以上方法设计，能使负载

获得最大功率 P_{Rm}，$P_{Rm}\approx 6.4W_c(L_sC)^{-1/2}$，其中 $W_c=CU_0^2/2$。在最大功率时，$R_L\approx 28\Omega$。

若负载所需电压较高时，为避免沿导体表面电介质击穿，爆炸导体必须取得很长，导致回路电感增大。克服这些缺点的方法之一是把爆炸导体放在初级回路，使它承受较低的断路时的感应电压，再使用脉冲变压器升压的方法。另一种方法是把导体置于充有气体、油、纯水或石英砂的绝缘介质环境中，以增强沿面的绝缘强度，从而可缩短爆炸导体长度。

3. 负载为纯电感时的情况

纯电感负载的电阻性转换电路如图 3－10 所示[22]，在该转换电路中，其除采用直接断路开关 S_{op} 之外，在储能电感和负载电感之间还插入了一个中间转换电阻器 R。S_{op} 断路后，电流被换路到转换电阻 R 上，然后再转换到负载电感 L_L 上。

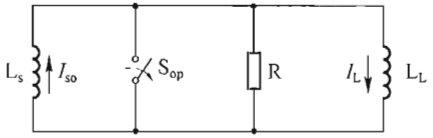


图 3－10　纯电感负载的电阻性转换电路

根据开关断路前后磁通守恒的原理，可写出电感电流 I_s 和负载电流 I_L 的表达式，即：

$$I_s(t)=I_{so}(1+X)^{-1}[1+X\cdot\exp(-t/\tau)] \tag{3-33}$$

$$I_L(t)=I_{so}(1+X)^{-1}[1-\exp(-t/\tau)] \tag{3-34}$$

式中　X——负载电感与储能电感之比，$X=L_L/L_s$；

τ——时间常数，$\tau=L^*/R$，其中 $L^*=L_LL_s/(L_L+L_s)$。

用磁通守恒原理还可确定各电流比和能量比。传递给负载的电流与初始转换时刻 L_s 内的电流 I_{so} 之比为：

$$I_L/I_{so}=1/(1+X) \tag{3-35}$$

传给负载的能量 E_L 与 L_s 的初始储能 E_0 之比为：

$$E_L/E_0=X/(1+X) \tag{3-36}$$

消耗在转换电阻器 R 上的能量 E_R 与 E_0、E_L 的比分别为：

$$E_R/E_0=X/(1+X) \tag{3-37}$$

$$E_R/E_L=1+X \tag{3-38}$$

图 3－11 中给出了 E_L/E_0、E_R/E_0 和 E_R/E_L 与负载的关系曲线。值得注意的是，转换电阻不影响这些比值，它只决定转换期间所产生的峰值电压和转换速度。从上面的分析可以看出，在最大能量转换条件（$L_L=L_s$ 即 $X=1$）下，仅有 25% 的初始储能可转换到负载，50% 将沉

积在 R 中。

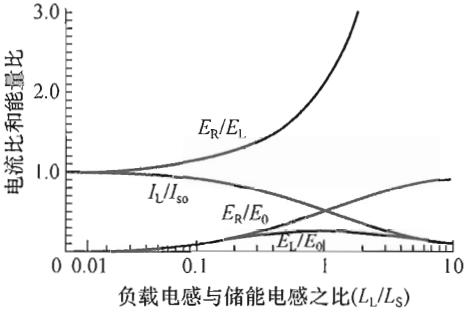


图 3－11　电流比和能量比与负载电感的关系

对于纯电感负载和储能电感器无损耗的理想电阻性转换电路，其工作效率为：

$$\eta_L = 1/(2+X) \tag{3-39}$$

由此可见，即使对于非常小的电感比 X，工作效率也决不会超过 50%，这是因为开关或转换电阻至少要消耗 50% 的能量。当 X 增大时，η_L 将更小。

转换电阻消耗能量是这种转换方法的主要缺点，但如果仅用断路开关增大阻抗进行转换，则这些能量都沉积在断路开关内，这对开关力图截断电流和承受恢复电压十分不利。当考虑开关电感时，其后果更为严重，由于此时开关是电路中唯一的耗能元件，因此储存在开关支路电感中的能量 E_{Lop} 也将沉积在开关中。如果断路开关是唯一的转换元件且负载是纯电感，则开关总耗能为：

$$E_{op} = E_{Lop} + (1+X)E_L \tag{3-40}$$

此时回路中断路转换部分的能量损耗最小。如果负载还有电阻成分，则开关工作将更困难，能量损耗将更多。以上便是在纯电感负载时为什么采用转换电阻器辅助配合断路开关的原因。

如果电路仅使用直接断路开关，则负载的瞬时功率为：

$$P_L(t) = \frac{2L_s \dot{R}_{op} I_{so}^2 t}{L_s + L_L}\left\{\exp\left[-\frac{\dot{R}_{op}(L_s+L_L)t^2}{L_s L_L}\right] - \exp\left[-\frac{2\dot{R}_{op}(L_s+L_L)t^2}{L_s L_L}\right]\right\} \tag{3-41}$$

经过简化，负载的最大功率 P_{Lmax} 及其到达时间 T_{mL} 分别为：

$$P_{Lmax} = 0.33 I_{so}^2 [L_s/(L_s+L_L)]^{2/3} (\dot{R}_{op} L_L)^{1/2} \tag{3-42}$$

$$T_{mL} = 1.46\{L_s L_L/[\dot{R}_{op}(L_s+L_L)]\}^{1/2} \tag{3-43}$$

式中 R_{op}，$\dot{R}_{op}$——断路开关电阻及其变化速率。

当计及开关电感 L_{op} 时，换路时刻负载电流上升率为：

$$(\mathrm{d}I_L/\mathrm{d}t)_{t=0}=I_{s0}R_{op}(0)/[L_{op}+L_L+(L_{op}L_L/L_s)] \tag{3-44}$$

负载电流上升的时间常数为：

$$\tau_L=L_{op}/R_{op}+\frac{L_LL_s}{R_{op}(L_L+L_s)} \tag{3-45}$$

虽然电阻性转换电路对线性电感负载的最高转换效率仅为25%，但对非线性电感负载却能提供更高的效率，这就为核聚变研究用的聚爆等离子体试验开辟了美好前景。在聚爆等离子体装置中，初始负载电感 L_{L_0} 不变化，当负载达到最大电流时，负载电感开始非线性地增大，其增量为 $\Delta L_L(t)$，经过推导，可得到由初始储能转变成等离子体动能的效率：

$$\eta_{E_k}=\frac{L_s\cdot\Delta L_L(t)}{[L_s+L_{L0}+\Delta L_L(t)](L_s+L_{L0})}\approx\frac{\Delta L_L}{(L_s+L_{L0})} \tag{3-46}$$

因此，在非线性电感负载时，对效率起支配作用的是非线性电感增量 ΔL_L。此时，系统的能量转换总效率可达43%。在聚爆等离子体装置中，如果使用单级电感储能的变压器转换和使用单级 Meatgrinder 电路，将能获得更高的能量转换效率。

4. 负载为纯电容时的情况

电感储能器借助电阻性断路开关对电容负载 C_L 充电的例子，如对 Blumlein 传输线充电和对有界波型电磁脉冲模拟器的照射器充电等。若采用直接断路开关并视其为理想情况，以及忽略开关电感时，则得到负载电压：

$$u_c(t)=-\frac{2R_{op}^2L_sI_{s0}}{(4C_L^2R_{op}^2-C_LL_s)^{1/2}}e^{-\alpha t}\sin[\omega t-\arctan(\alpha/\omega)] \tag{3-47}$$

其中，$\sigma=(2C_LR_{op})^{-1}$，$\omega=[(C_LL_s)^{-1}-(2C_LR_{op})^{-2}]^{1/2}$。式（3-47）成立的条件是 $(2C_LR_{op})^{-2}<(C_LL_s)^{-1}$。对 C_Lu_c 微分，便可求出负载电流 i_c。由式（3-47）可知，断路开关电阻 R_{op} 严重地影响 u_c 和 i_c 值，并导致其相位移动一个初相角 $\arctan(\alpha/\omega)$。当 $R_{op}\to\infty$ 时，若初相角为零，且不计回路固有电阻，则 i_c 呈自由振荡状态。此时负载功率为：

$$P_c(t)=(\frac{L_s}{C_L})^{\frac{1}{2}}I_{s0}^2\frac{S!^2\,2^{2S}}{(2S-1)^2}(\omega_0t)^{-2S+1}J_s(\omega_0t)[J_s(\omega_0t)-\omega_0tJ_{s+1}(\omega_0t)] \tag{3-48}$$

式中 J_s——S 阶贝塞尔函数，$S=[1+(C_L\dot{R}_{op})^{-1}]/2$；

$\omega_0=(L_sC_L)^{-1/2}$。

负载的最大功率 P_{cmax} 及到达时间 T_{mc} 只能用数值方法计算，其随 $\dot{R}_{op}C_L$ 的变化规律如图 3－12 所示[22]。它们均与断路开关电阻上升速率 $\dot{R}_{op}$ 有关。

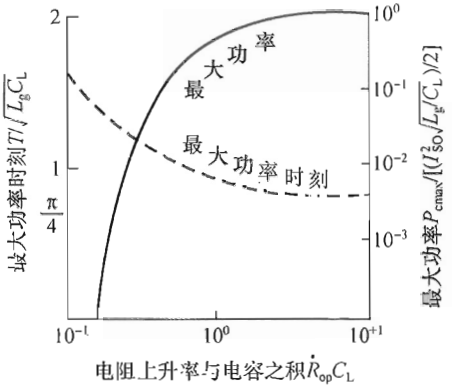


图 3－12　电容负载归一化最大功率及到达时间随 $\dot{R}_{op}C_L$ 的关系

当 R_{op} 比较大时，负载电容充电到最大值所用的时间 $t=[\pi(L_sC_L)^{0.5}]/2$。若给储能电感 L_s 充电的初级电源是电压为 U_0、电容为 C 的电容器组或 Marx 发生器时，负载上的电压增益 G_L 取决于 C 和 C_L 的比，即 $G_L=U_L/U_0=(C/C_L)^{1/2}$。

在许多装置中，与分布电感相关的能量必须充分考虑。对电阻性转换电路，式（3－40）所要求的能量损耗必须认真对待。断路开关的自电感和负载电感对电路转换效率和工作质量有明显的影响，以致使用某些直接断路开关方案成为不可能。换句话说，采用抵消脉冲的电流过零开关能达到较高的效率，这需采用电容性转换方法。

3.2.2　电容性转换电路

电容性转换电路是指使用电容器迫使电流转换到负载的转换电路。电路工作性能取决于所使用的开关和被激励的负载类型。直接断路开关或者电流过零开关均可与转换电容器配合使用。通常用转换电容器作抵消脉冲电容，并使用电流过零开关。此外，应当区分断路开关所要求的抵消电容和负载类型所要求的转换电容之间的差别。在把储能电感器的电流以任何形式的断路开关换路到转换电容器之后，电路可以有多种工作方式，在何种方式下工作取决于负载的性质。

1. 负载为纯电阻或纯电容时的情况

电阻负载 R_L 和转换电容 C 有两种可能的连接形式。第一种是 C 和 R_L 直接并联，即在图 3－13a 中无闭合开关 S_2（去掉 S_2）[22]。此时负载电流

上升时间大约是 $3R_LC$，呈对数上升。这是因为一个近似是恒流的电流要同时供给 R_L-C 等效负载。

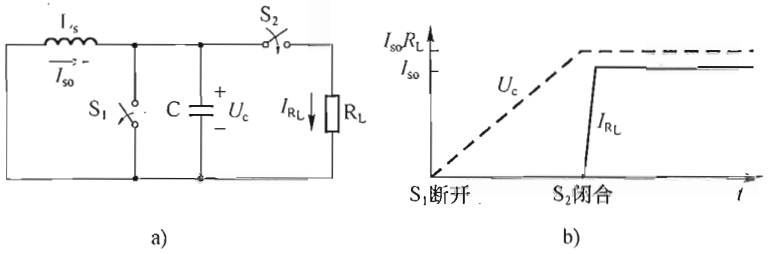


图 3-13　具有负载隔离开关的电容转换原理

a）电路；b）负载电压和电流波形

第二种是 C 和 R_L 间接并联；采用闭合开关 S_2 把 C 和 R_L 分开，如图 3-13a 所示。在闭合隔离开关 S_2 之前，把电容 C 充电到近似所要求的负载电压。当闭合 S_2 时，负载电流快速上升，如图 3-13b 所示，其上升时间主要被与负载串联的杂散电感所限制。转换电容和负载电阻的这种连接形式可使负载电流上升速率很快。

当负载为电容负载时，是否使用隔离开关，主要取决于负载和装置是否需要。不管是否采用隔离开关，来自储能电感器的准直流将在转换电容和负载电容上产生一个直线上升的电压。

2. 负载为纯电感时的情况

对于纯电感负载，电阻性转换电路和电容性转换电路之间的差别是显而易见的。在前述的电阻性转换电路中使用纯电感负载，其效率较低。而在电容性转换电路中使用纯电感负载，不但具有较高的效率，而且可以降低对断路开关的要求。

在电感负载时（图 3-14），开关 S_1 闭合，通过 L_s 和 S_1 的电流为 I_{SO}；当 S_1 断开后，电流转换到 C 上，然后再转至负载 L_L。转换电容 C 仅在 L_s

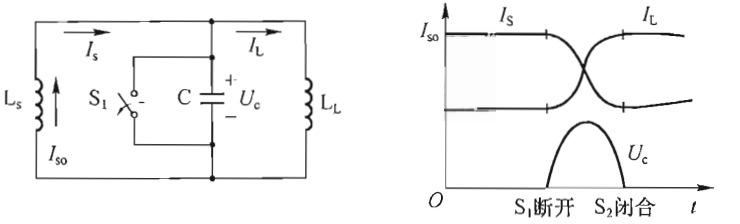


图 3-14　纯电感负载时的电容性转换原理

a）电路；b）负载电压和电流波形

和 L_L 间起建立谐振电路条件的作用。用转换电容上的电压，储能电感器中的电流能被平滑地转换到负载，如图 3－14b 所示[22]。图中的电流波形是在电感匹配（$L_s = L_L$）条件下做出的。在这种情况下，储存在 L_s 中的能量，在一个转换周期内全部传递到 L_L 中。通过再次闭合 S_1 使 L_s 再次获得储能能量。一般说来，转换电容必须能储存（$1 + L_L/L_s$）/4 倍的负载峰值能量，或者能储存 L_s 储能的一半，这显然要比抵消脉冲电容所需的能量大得多。

令调 $X = L_L/L_s$ 为负载电感与储能电感之比，则在储能电感中的电流为：

$$i_s(t) = I_{so}\frac{[1 + X\cos(\omega t)]}{(1 + X)} \tag{3-49}$$

式中 ω——系统的特征频率，$\omega = [1/(CL^*)]^{1/2}$，$L^* = L_L L_s/(L_L + L_s)$。

转换电容 C 上的电压为：

$$U_c(t) = L_L I_{so}\frac{\omega\sin(\omega t)}{(1 + X)} \tag{3-50}$$

负载电感 L_L 内的电流 I_L 与储能电感 L_s 中的初始电流 I_{so} 之比为：

$$I_L/I_{so} = 2/(1 + X) \tag{3-51}$$

它是电阻性转换电路的两倍［与式（3－35）比较］。负载电感上获得的能量 E_L 与储能电感 L_s 中的初始储能 E_0 之比为：

$$E_L/E_0 = 4X/(1 + X)^2 \tag{3-52}$$

它是使用转换电阻时的 4 倍［与式（3－35）比较］。当 $L_s = L_L$，即 $X = 1$ 时，发生最大能量转换，并且全部储能都被转换到负载。C 储存的最大能量 E_c 与 E_0 之比为：

$$E_c/E_0 = X/(1 + X) \tag{3-53}$$

它和电阻性转换时的能量比相同［与式（3－37）比较］。两者主要区别在于：转换电阻器在转换期间沉积能量，而转换电容器暂时储存能量，然后在脉冲期间把能量转换给负载。E_c 与负载能量 E_L 之比为：

$$E_c/E_L = (1 + X)/4 \tag{3-54}$$

它仅是电阻性转换情况的 1/4［与式（3－38）比较］。在最大能量转换条件（$X = 1$）下，电容必须能储存 L_s 的初始储能的一半，这无疑有损电感储能的优点；但是对于重复脉冲工作，在每一脉冲中仅用总储能的很小一部分，即电感比 $X < 1$，则电容容量可以小一些，大约仅为单脉冲工作时的 1/4。

残留在储能电感 L_s 中的能量 E_r 与 E_0 之比为：

$$E_r/E_0 = (1 - X)^2/(1 + X)^2 \tag{3-55}$$

由上面分析可见，在理想的电容转换情况下，$E_0 = E_r + E_L$。这证明了在转换过程中没有能量损耗，并表明纯电感负载的电容性转换电路在理论上具有100%的转换效率。

3. 当负载中的电阻分量占优势的情况

抵消脉冲的电容性转换电路如图3－15所示[22]。当闭合开关S_2时抵消脉冲电容C_2通过开关S_{op}放电，以其电流I_2反向瞬时地抵消I_1至零。如果电流为零的时间足够长，S_{op}可在无载荷的情况下断开；则储能电感L_s中的电流流经C_2，并使C_2的电压快速上升到足够高；此时再闭合开关S_3，迫使电流转换到负载，负载获得电流I_3。由于S_{op}在电流等于零时断路及抵消脉冲电容的存在，因此减小了在开关绝缘恢复期间开关两端的电压。电容性转换电路在转换期间没有重大的能量损耗，储存在开关电感中的能量通过抵消电容的作用而返回到储能电感L_s中；而且抵消脉冲回路的电感L_2和负载电感L_L所需的能量均由C_2供给，C_2在转换期间被再充电。原则上，使用电容性转换电路可以达到非常高的转换效率，因为此时只有电路导线电阻和开关消耗能量。

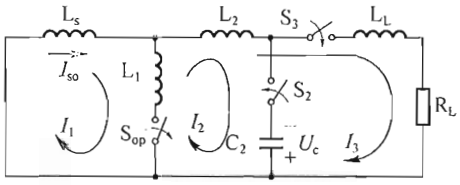


图3－15　抵消脉冲的电容性转换电路

当断路开关中的电流被抵消至零时，抵消脉冲电容将迫使断路开关电感L_{op}中的能量E_{Lop}返回L_s，这样就在L_s中引起一个能量增量ΔE_{sl}，即：

$$\Delta E_{sl} = (2 + Y) E_{Lop} \tag{3-56}$$

式中　$Y = L_{op}/L_s$。

电容强迫开关电流至零和激励杂散电感L_2所需的最少能量为：

$$E_{c2\Delta} = (1 + Y) E_{Lop} + E_{L_2} \tag{3-57}$$

式中　E_{L_2}——电感L_2储存的能量。

实际上，电容初始能量必须比式（3－57）给出的值大一些，因为真实的开关需要一定的恢复时间，电容器在这段时间内必须向开关S_{op}连续提供抵消脉冲电流。通常采用一个可饱和的电抗器与断路开关串联以延长零电流的时间。该电抗器通常处于饱和状态，而在开关支路电流接近零时为非饱和状态，呈现高阻抗，并几保持开关电流接近零的时间为T_{io}，而T_{io}值又取决于电抗器的伏-秒特性和抵消脉冲电容器上的剩余平均电压。在

零电流时间 T_{io} 内，电容为了提供抵消脉冲电流，电容器必须具有的电荷为 $Q_2 = C_2U_2 = I_2T_{io}$，其中 I_2 是在 T_{io} 时间内电感储能器的平均电流，U_2 是零电流开始时刻 C_2 上的电压。为了保证有充分的零电流时间，电容器必须具有能量 $E_{c2b} = 0.5C_2U_2^2 = 0.5Q_2U_2$。在 T_{io} 时间内断路开关电流“冻结”，电容器串联地通过 L_s 放电，使 E_{c2b} 返回 L_s。为了在所要求的零电流时间内能提供足够的抵消脉冲电流，电容 C_2 应储存的能量为：

$$E_{c2l} = E_{c2a} + E_{c2b} = (1+Y)E_{Lop} + E_{L_2} + 0.5C_2U_2^2 \qquad (3-58)$$

在具体设计过程中应使 L_{op} 和 L_2 尽量小，以使式（3－58）中最后一项占主导。在抵消脉冲工作期间，储能电感内的总储能增量为：

$$\Delta E_{Ls1} = E_{Lop} + E_{c2b} \qquad (3-59)$$

在抵消脉冲工作完毕以后，电感储能器的能量增量

$$\Delta E_{L_s} = (2+Y)E_{L_{op}} + 0.5C_2U_2^2 \qquad (3-60)$$

在零电流时间结束时，电容器消耗了它的能量之后，储能电感器的电流继续流向 C_2，把能量交付给电容器。当负载开关 S_3 闭合时，电容器试图向负载放电，通常负载电流应当上升到一个比储能电感电流 I_{so} 大得多的峰值。但是，当负载电流等于 I_{so} 时，其在抵消脉冲开关 S_2 中的电流后开始反向，并且此时断开了 S_2（倘若 S_2 也是电流过零开关）。负载电流被“限流”而保持 I_{so} 值不变，于是 C_2 脱离开电路，储能电感器激励负载，负载脉冲直到 S_{op} 再次闭合而终止。

为确定输出脉冲的性质，E. M. Honig 已对负载隔离开关 S_3 闭合瞬间的等效电路作了分析。在 $L_s \gg L_L$ 时，负载电流波形取决于负载电阻的相对值、放电回路总电感 L_2 以及抵消脉冲电容 C_2。

对于欠阻尼（$\alpha < \omega_0$）的情况，负载电流为：

$$I_L(t) = I_1[1 - e^{-\alpha t}\cos(\omega t) + e^{-\alpha t}(\alpha/\omega_d)(2K-1)\sin(\omega_d t)] \qquad (3-61)$$

式中 I_1——负载开关闭合时 L_s 中的起始电流；

ω_d——阻尼系统角频率，$\omega_d = (\omega_0^2 - \alpha^2)^{1/2}$；

ω_0——非阻尼系统角频率，$\omega_0 = [1/(L_LC_2)]^{1/2}$；

α——系统阻尼因子，$\alpha = R_L/(2L_L)$；

K——充电因子，$K = U_c/(I_1R_L)$。

对于临界阻尼情况（$\alpha = \omega_0$），负载电流为：

$$I_L(t) = I_1[1 - e^{-\alpha t} + \alpha(2K-1)te^{-\alpha t}] \qquad (3-62)$$

对于过阻尼（$\alpha > \omega_0$）情况，负载电流为：

$$I_L(t) = I_1[1 - e^{-\alpha t}\mathrm{ch}(\omega_H t) + (\alpha/\omega_H)(2K-1)e^{-\alpha t}\mathrm{sh}(\omega_H t)] \qquad (3-63)$$

式中 ω_H——“双曲线频率”，$\omega_H = (\alpha^2 - \omega_0^2)^{1/2}$。

对于上述三种负载条件，典型的负载电流波形如图 3－16a 所示，它是

以电感储能器电流 I_1 为标准对负载电流进行归一化。零阻尼情况的上升时间 $t_{RZ}=\pi/(2\omega_0)$。正如前所述，如果抵消脉冲开关是电流过零开关，则在电容器电流反向时它应当断开。这将限制上述三种情况的负载电流 I_L 超过 I_1 值。图 3－16a 中点状波形表示抵消脉冲开关不断开时的负载脉冲特性。

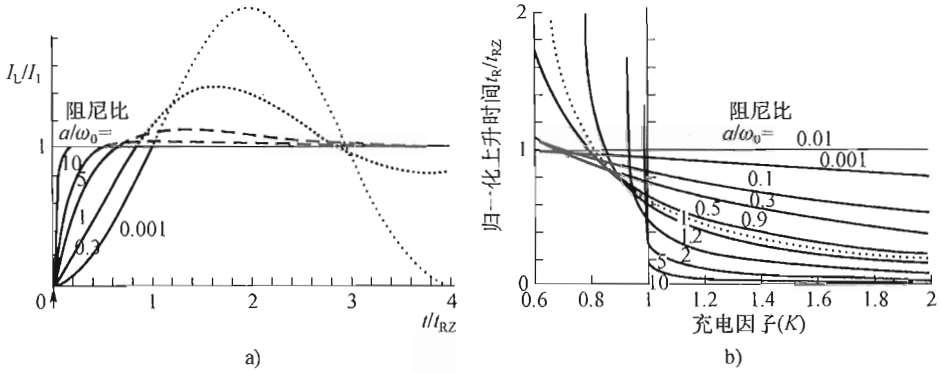


图 3－16　负载电流及其“限流”情况下的上升时间

a）三种阻尼情况的归一化电流；b）归一化上升时间

从式(3－61)～式(3－63)可得到关于“限流”情况下的负载电流上升时间 t_R。所谓“限流”是指在零电流时开关断开以限制 I_L 不超过 I_1 值。对于欠阻尼情况，用 t_{RZ} 对之归一化的幅值上升时间 t_{RU} 为：

$$t_{RU}/t_{RZ}=[2\omega_0/(\pi\omega_d)]\cdot\arctan\{\omega_d/[a(2K-1)]\} \qquad (3-64)$$

对临界情况，归一化上升时间：

$$t_{RU}/t_{RZ}=2/[\pi(2K-1)] \qquad (3-65)$$

对于过阻尼情况，归一化上升时间：

$$t_{RU}/t_{RZ}=[2\omega_0/(\pi\omega_H)]\arctan\{\omega_H/[a(2K-1)]\} \qquad (3-66)$$

上述三种负载状态的输出脉冲归一化上升时间如图 3－16b 所示。图中的点状线把欠阻尼和过阻尼曲线分开。如果是过分的欠阻尼，则上升时间不依赖 K 值并且近似地等于 t_{RZ}。另一方面，倘若电路过阻尼，则上升时间强烈地依赖 K 值。事实上，强过阻尼时，抵消脉冲电容器必须充电到最小电压值，即 $K\approx1$ 或 K 稍大些。

使用单一抵消脉冲电容进行重复脉冲工作取决于两个条件：第一，为了下次抵消脉冲工作，必须用储能电感器对电容器再次充电，使之得到足够的能量 E_{c2}；第二，在抵消脉冲工作期间电容器电压极性必须反转，以便在下一次工作周期内使它放电来抵消断路开关的电流，这个条件应由电路来保障。

3.3 多级电感储能的脉冲大电流技术

电感储能装置有两大弊端：一是需要大容量的断路开关；二是能量传输效率较低，尤其是电感储能装置对电感负载馈电时的情况。单级电感储能装置对电感负载放电且使用电阻性断路开关时，最高效率仅为25%，这是因为开关至少要吸收50%的能量，储能电感要剩留近25%的能量。这些概念已反映在式（3－36）~式（3－38）中。

为了获得大功率，固然可用多个电感储能器并联同时向中心负载放电，但这样仅能增大储能数量而仍不能提高效率。为此本节介绍两种能提高效率并能产生脉冲大电流的方法。这些均属于多级电感储能技术。

3.3.1 多级储能电感串联充电并联放电的方法

多级储能电感串联充电并联放电的原理电路如图3－17a所示[22]，它把电感储能器分成若干个组元，使其与电感负载 L_L 匹配。理论上可达到100%的效率，而且还能把断路开关的电流水平降低许多。

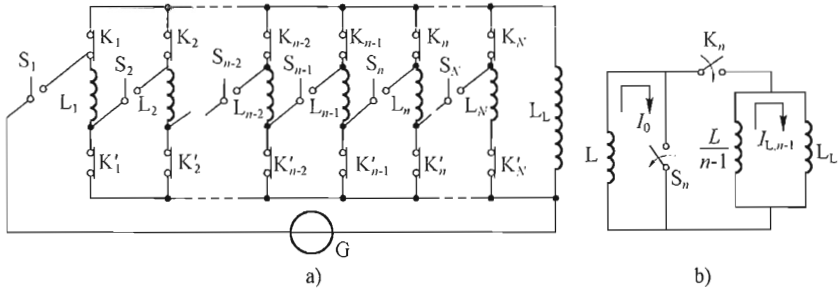


图3－17 多级储能电感串联充电并联放电的原理电路
a）典型电路；b）等效电路

充电过程中令各级断路开关 S_i 均闭合，各级开关 K_i 和 K_i' 均断开（K_N' 除外），电流源（如发电机G）对各级储能电感（L_i）串联充电到 I_0，此时负载中无电流流过；各级储能电感对负载的放电过程中，需在断开各级断路开关 S_i 的过程中，时序地闭合各级对应的短路开关。但电路需要脉冲工作时，时序地断开开关 S_i 并同时闭合短路开关 K_i 和 K_i'，这样各储能电感就能直接对负载放电；当然也可根据实际需要逐步地依次将各级断路开关 S_i 断开及闭合各短路开关 K_i 及 K_i'。

为了分析方便，假设：储能电感共有 i 级，而 $1 \leqslant i \leqslant N$；各级电感 L_i

值相等，即 $L_i = L$；各组之间不存在互感；用 $I_{L,n}$ 表示第 n 级储能电感转换时对负载贡献的电流；用 $I_{i,n}$ 表示早已转接的 i 级储能电感提供的电流。这样，根据磁通守恒原理可写出含负载 L_L 和已转接的各级储能电感的磁通守恒方程。将这些方程相加，可得到 N 级转接后负载电流为：

$$I_{L,N} = (NI_0 - \sum_{n=1}^{N} I_{n,n}) L/L_L \tag{3-67}$$

等效电路如图 3-17b 所示。参照等效电路可列出描述转换电流的方程组，然后解出式中的电流为：

$$I_{n,N} = \left[1 - \frac{L_L}{(L + nL_L)}\right] I_0 \tag{3-68}$$

将式（3-68）代入式（3-67），得到负载最大电流为：

$$I_{L,N} = \left[NI_0 - I_0 \sum_{n=1}^{N} (1 - \frac{L_L}{L + nL_L})\right] L/L_L \tag{3-69}$$

最后取 $N \gg l$ 的条件对 n 积分，得到简化式为：

$$I_{L,N} = I_0 N \ln(1 + X)/X \tag{3-70}$$

传递到负载的能量为：

$$E_L = E_0 \ln^2(1 + X)/X \tag{3-71}$$

式中　E_0——电感器的初始储能，匹配系数（电感比）$X = NL_L/L_0$。

对 X 求导数并令其等于零，从而求得最佳匹配条件，即：

$$\mathrm{d}[\ln^2(1 + X)]/\mathrm{d}X = 0 \tag{3-72}$$

最佳匹配系数 $X_g = 3.92$，传递能量的最大效率为：

$$\eta_g = E_L X_g / E_0 = 0.647 \tag{3-73}$$

效率 η_g 与 X_g 的函数关系用图 3-18a 中的曲线 α 表示，图中的曲线 δ 表示常规的情况，即表示同时转接各组电感器时的效率，显然它不及曲线 α 理想。

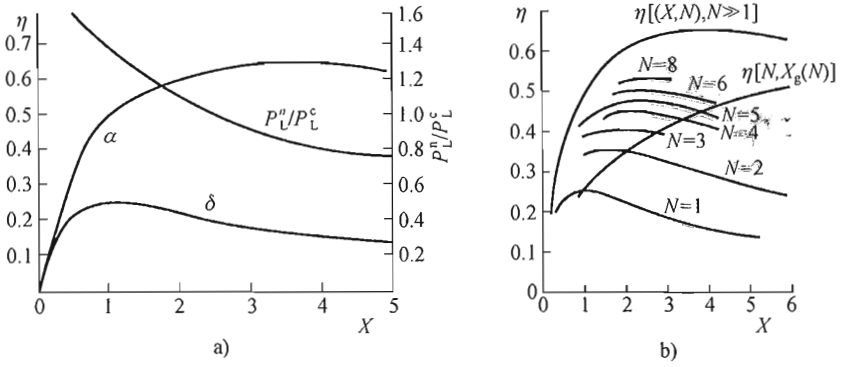


图 3-18　多级储能电感串联充电并联放电的转换效率

a）η 与 X 和 P_L^n/P_L^c 的关系；b）η 与 X，N 的关系

当时序地把储能电感转接到负载上时，消耗在断路开关上的能量为：

$$E_R^n = [\sum_{n=1}^{N} \frac{1}{n + N/X}] \frac{I_0^2 L}{2} \tag{3-74}$$

当 $N \gg l$ 时，

$$E_R^n = E_0 \ln(1 + X)/N \tag{3-75}$$

由此得出结论：电感储能器分组数 N 越大，则开关损耗的能量越小。

假设一个断路开关转换时的瞬时功率为 P_k；若用常规的同时转接各组电感器到负载的方法，则负载获得的功率为：

$$P_L^c = NP_k/2 \tag{3-76}$$

而在时序地转接各组电感器时，负载功率为：

$$P_L^n = NP_k \ln(1 + X)/X \tag{3-77}$$

P_L^n/P_L^c 值表示在图 3-18a 中，可见在 $X < 2.5$ 时，既能降低断路开关的电压，负载又能获得较高的功率，同时还能极大地减轻断路开关的工作困难。

可以证明，在图 3-17b 转换能量的等效电路中，把具有电流 I_0 的储能电感 L 转接到并联电感 $L/(n-1)$ 和 L_L 上时，各 L 中的电流变化（ΔI_n）不大，从式（3-68）得出：

$$\Delta I_n = I_0 - I_{n,N} < I_0 X/N \tag{3-78}$$

可见，当 $N \gg l$ 时，各级储能电感 L 传递的能量变化不大，因此消耗在各开关上的能量都很小。但储能电感器的转接会激励 $L/(n-1)$ 和 L_L 组成的闭合电路内部能量的重新分配。在 $L/(n-1)$ 等效支路中的电流减少量，可以用平均值 $L\int I\mathrm{d}t$ 来确定，则电流减少量之和为：

$$\sum_{m=1}^{n-1} \Delta I_m = (n-1)\Delta I_n \tag{3-79}$$

在 $L/(n-1)$ 等效支路中电流变化相对应的能量变量被无损地传到负载 L_L 中去。

从上述分析可得出结论：在电流换路以后，各级储能电感器内的电流分配不同，具有 $I_{1,N} < I_{2,N} < \cdots < I_{N,N}$。考虑式（3-68），可把各级的电流分配表示成：

$$I_{n,N} = I_0[1 - \sum_{m=n}^{N} \frac{X}{N(1 + Xm/N)}] \tag{3-80}$$

传递能量的最大效率被电流不对称性所限制。

从式（3-75）可见，当 $N \gg l$ 时消耗在断路开关上的能量 $E_R^n \propto 1/N$。图 3-18b 精确地表示出 N 与效率 $\eta(N, X)$ 的关系。由图 3-18b 可见，在 $N = 6$，即采用 6 级储能电感时，其效率比常规方法的要大

50% ~100%。当 N 数目较小时，$X_g = f(N)$。

在以上分析中，曾假设各级储能电感之间不存在互感；实际上，电流分配的不对称性要求考虑互感的影响。在各级储能电感的转接过程中，由于互感的存在，能量的一部分被传递到还没有接通的、短路的储能电感中。如果它们聚集的能量很多，则在最后级储能电感向负载转换时，会不可避免地出现较大的能量损失。若考虑所有级储能电感之间的互感，情况将十分复杂。这里仅分析两级储能电感互感耦合情况下的能量传递问题。第二级储能电感向负载转接时，负载电流为：

$$I_{L,2} = I_0(1+k_1)\frac{2(1-k_1^2)+l(3-k_1)}{(1-k_1^2+l)(k_1+2l+1)} \tag{3-81}$$

其中，$l = L_L/L$，$k_1 = M_{12}/L$，而 M_{12} 是两级储能电感之间的互感。能量传输效率为：

$$\eta_2 = \frac{L_L I_L^2}{2I_0^2(L+M_{12})} = \frac{(1+k_1)}{2}\left[\frac{2(1-k_1^2)+l(3-k_1)}{(1-k_1^2+l)(k_1+2l+1)}\right]^2 \tag{3-82}$$

将不同的 l 和 k_1、η_2 值列于表 3-1 中。从表 3-1 可知，当 $k_1 > 0.4$ 时，效率有很大的降低。因此在 N 值较小时，应当寻求合适的线圈结构，以使互感 M_{ik} 尽量小；对于 $N \gg l$ 的高效率情况，互感对传输效率的影响不甚严重。

表 3-1　不同 k_1 和 l 值时的 η_2

η_2 k_1 / l	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.50	0.340	0.320	0.300	0.280	0.257	0.222
0.75	0.348	0.341	0.325	0.306	0.283	0.245
1.00	0.347	0.340	0.328	0.311	0.287	0.250
1.50	0.317	0.316	0.308	0.295	0.274	0.240
2.00	0.284	0.287	0.282	0.271	0.252	0.222

从上面的分析可知，各级储能电感内的电流不对称性和由此积累在其他储能电感中的能量限制了最大效率的提高。然而，这种电流分配的不对称性可用各电感组元的不平衡性来减小；如果使某级储能电感 L_i 随级数 i 呈递减函数减小时，则可求出最佳系统对应的 L_i 值，即：

$$L_i = L_N[d(N-i)/(N+i)] \tag{3-83}$$

式中　d——变化参量，对于每个不同的 d 值，匹配电感负载的参量也要相应改变。

上面分析了多级储能电感与磁能不可逆转化的电感负载之间的有效匹

配方法，从中可以看到负载和储能电感有较宽的匹配范围，并能增大负载的功率，降低对断路开关的要求。当储能电感级数 N 较大时，效率趋于100%。用这种原理建造的设备（如 ТИН－Ⅰ），非常适合作为热核聚变装置的高功率脉冲电源。

3.3.2 多级 MEATGRINDER 电路

1. 理论分析

多级 MEATGRINDER 电感储能电路与上一节所介绍的多级电感串联充电并联放电的方式不同。多级 MEATGRINDER 电感储能电路是借助各级储能电感之间的相互耦合工作的，是一种能在各电感器间可逆转换能量的电路。由于电感转换的可逆性，则理论上其效率可达 100%，而且开关损耗大大减小。

多级 MEATGRINDER 电感储能电路如图 3－19 所示，总储能电感 L_0 被分成 m 个单元（其中 $1 < m < n$）[22]。各单元电感之间磁耦合比较紧密，但它们与负载电感 L_L 之间不存在磁耦合作用。这里设各单元电感为 L_m。在初始状态时，除 S_0 以外，其他断路开关 S 都处于断开状态，可利用外电源给由各单元储能电感构成的储能电感链充电，并使充电电流达 I_0。充电完毕的储能电感链对负载放电的转换过程为：首先闭合断路开关 S_1，同时将 S_0 断开，这样便可把负载置于放电电路中，令储能电感链对其放电；然后闭合断路开关 S_2，并同时断开 S_1，从而将 L_1 级储能电感从原储能电感链 L_0 中消去；再闭合 S_3 并同时断开 S_2，消去 L_2 级；依次类推地继续下去，最后闭合 S_n 和断开 S_{n-1}，只剩下 L_n 和负载 L_L 组成的电路，于是完成了全部转换。

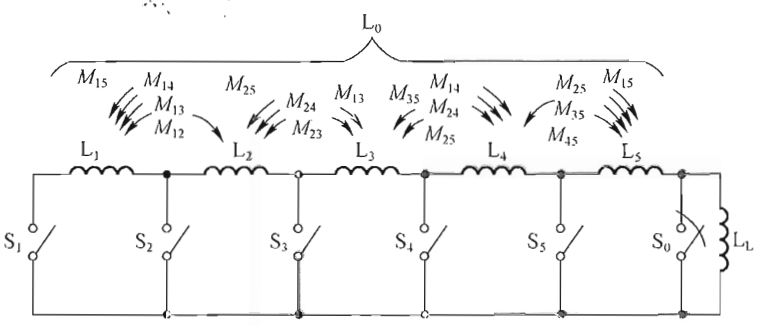


图 3－19　多级 MEATGRINDER 电感储能原理

S_2 闭合显然不改变原电流在电路中的分配，因为 S_1 断开之后，电流在第一级回路内衰减，通过各互感 M 而耦合到其他电感中去，即把所储存

能量的绝大部分转换到电感链 L_0 的其余部分和负载中去。当 S_3 闭合 S_2 断开时，储存在 L_2 中的能量同样被转换到 L_0 的剩余部分和负载中去。依此类推地进行到底。尽管对负载没有耦合作用，但这种顺序地逐级去掉电感的转换过程却累加式地增加了电路电流，从而最终增大了负载能量。因为最后能量都进入负载 L_n 和负载 L_L 中，所以必须使 $L_n < L_L$，以便被转换来的能量可绝大部分地被负载分得。当转换的级数 $n \to \infty$ 和逐级去掉的电感量无穷小时，以及级间电感器不存在电阻和具有理想的紧密耦合时，则能量转换效率接近 100%。

为证明上述结论，这里仅讨论其中一级的转换情况，并以此说明全部转换过程的电物理特性。图 3－20a 中的 L_2 表示第二级电感（也可理解为 L_1 以后的电感链的全部电感）。则电路总电感为：

$$L_{ol} = L_1 + L_2 + 2M \tag{3-84}$$

设两级电感间的耦合系数为 $k(0 < k < 1)$，则互感 $M = k\sqrt{L_1 L_2}$，电路的电感变化量为：

$$\Delta L = L_{ol} - L_2 = L_1 + 2M \tag{3-85}$$

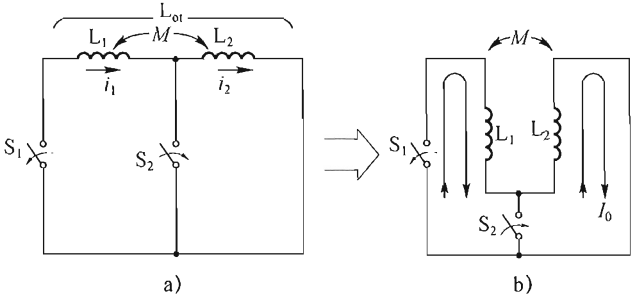


图 3－20　逐级压缩能量的电感储能转换原理

a）电感储能工作原理；b）等效电路

在 $t = 0$ 时刻向电感链充电，其电流为 I_0。显然，仅仅将 S_2 闭合，对电路没有任何影响，即不改变原来电流 I_0 的分配，电路成为一个具有初始条件和一个断路开关 S_1 作用的简单变压器，如图 3－20b 所示。在 $t = \tau$ 时刻，把 S_1 模拟成一个电阻为 R_{op} 的断路开关并转接入电路中。可用拉普拉斯变换方法列出电路网孔方程，然后求出两网孔电流 i_1 和 i_2。首先有：

$$\begin{cases} I_1(PL_1 + R_{op}e^{-\tau P}) + PMI_2 + I_0(L_1 + M) = 0 \\ I_2 L_2 P + PMI_1 + I_0(L_2 + M) = 0 \end{cases} \tag{3-86}$$

式中　P——经拉普拉斯变换后的变量。

令 $a = PL_1 + R_{op}e^{-\tau P}$，$\beta = (L_1 + M)I_0$，$\gamma = L_2$，$\delta = I_0(L_2 + M)$，则式（3－86）可简化成：

$$\begin{cases} I_1 a + \beta + PMI_2 = 0 \\ I_2 P\gamma + \delta + PMI_1 = 0 \end{cases} \tag{3-87}$$

从式（3-87）中可解出：

$$\begin{cases} I_1(P) = \dfrac{M\delta - \beta\gamma}{(a\gamma - M^2 P)} \\ I_2(P) = \dfrac{M\beta P - \delta a}{(a\gamma - M^2 P)P} \end{cases} \tag{3-88}$$

对式（3-88）进行拉普拉斯反变换，则得到时域电流表达式为：

$$\begin{cases} i_1 = I_0 \mathrm{e}^{-(t-\tau)/\tau'} \cdot U(t-\tau) \\ i_2 = I_0 \left[U(t) + \dfrac{M}{L_2}(1 - \mathrm{e}^{-(t-\tau)/\tau'}) \cdot U(t-\tau) \right] \end{cases} \tag{3-89}$$

式中 $U(t-\tau)$ ——单位阶跃函数；

$\tau' = L_1(1-k^2)/R_{\mathrm{op}}$。

取极限情况：$i_1(0) = I_0$，$i_1(\infty) = 0$，$i_2(0) = I_0$，则有：

$$i_2(\infty) = I_0 + \frac{I_0 M}{L_2} = I_0\left(\frac{L_2 + M}{L_2}\right) \tag{3-90}$$

从式（3-90）可以看出，对于 $M \neq 0$ 的耦合情况，当 L_1 被转换掉时，电路其余部分电流（或能量）增大。这就在理论上证明了电流被逐级放大的可行性。对任意的 m 级，电流增益为：

$$\frac{I_{m+1}}{I_m} = \frac{L_{m+1} + L_{\mathrm{R}} + M}{L_{m+1} + L_{\mathrm{R}}} \tag{3-91}$$

式中 L_{R}——从 $m+1$ 级到负载的剩余电感。

此外，将 $\Delta I = I_0 - i_2(\infty) = -I_0 M/L_2$ 和式（3-85）的 ΔL 归一化，经过推导，得到如下结论：在具有级间耦合且每一步消去的电感量趋于零时，电路中的能量保持不变；当每一步消去的电感不趋于零而是 $L_1/L = 2k\sqrt{L_1/L}$（其中 L 是归一化用的电感值）时，电路的能量也基本不变。

2. 断路开关电压和级数分析

以式（3-89）为基础，可推导出断路开关的电压为：

$$U_{\mathrm{op}}(t) = U_{\mathrm{L}} \frac{(1-k^2)}{1+(n-1)k} \mathrm{e}^{-(t-\tau)/\tau'} \tag{3-92}$$

式中 U_{L}——负载电压。

由式（3-92）可知，对于一个给定的负载电压，当电感链被分成的级数 n 增至无限并且 $k \neq 0$ 时，开关上的电压将趋于零值。因此在实际应用中，应根据开关允许使用的场强来选取级数 n。

此外，级数 n 还与耦合系数 k、总效率 η_1、初始电感 L_i 和最终电感 L_f 之比等因素有关。其中：

$$\eta_t = \frac{E_f}{E_0} = \frac{I_f^2 L_f}{I_i^2 L_i} \tag{3-93}$$

式中 I_i，I_f——电感链初始电流和最终电流。

由此式得 $L_f/L_i = \eta_t I_i^2/I_f^2$。可见，由于能量守恒，所要求的电流放大与 L_i/L_f 有关。总效率还可表示成：

$$\eta_t = \prod^{n} \eta_m \tag{3-94}$$

式中 η_m——与第 m 个断路开关相关的级效率，即：

$$\eta_m = \frac{I_{m+1}^2 L_{m+1}}{I_m^2 L_m} \tag{3-95}$$

考虑到式（3-90），有：

$$\eta_m = \frac{I_m^2 \left(\frac{L_{2,m} + M}{L_{2,m}}\right)^2 L_{2,m}}{I_m^2 (L_{1,m} + L_{2,m} + 2M)} \tag{3-96}$$

将 $M = k(L_{1,m}/L_{2,m})^{1/2}$ 代入此式，并求 $L_{1,m}/L_{2,m}$ 的解，则得电感链 L_0 的分级规模 $L_{1,m}/L_{2,m}$，即：

$$\frac{L_{1,m}}{L_{2,m}} = \frac{[(k - 2\eta_m) + \sqrt{(2k\eta_m - k)^2 - 4\eta_m(\eta_m - 1)}]}{2\eta_m} \tag{3-97}$$

对于给定的 k 值和每一级的效率 η_m，可用式（3-97）确定电感链的分级规模。而级数 n 取决于从 L_i 到 L_f 的比值，因此 L_i/L_f 是级数 n 和级规模的函数，而 $L_{1,m}/L_{2,m}$ 又仅是 k 和 η_m 的函数；所以，

$$L_f/L_i = f(n, k, \eta_t) \tag{3-98}$$

从式（3-98）可求出级个数 n 的函数形式：

$$n = g(L_i/L_f, k, \eta_t) \tag{3-99}$$

由此可得出结论：如果已知初始电感 L_i 与最终电感 L_f 的比值或电流放大倍数、耦合系数 k 和总转换效率 η_t 时，则所需要的级数 n 可以被确定。由于函数 g 使用了电流或电感比，所以它可被归一化，并与电感、电流的初始值无关。取 $k = 0.7$、$\eta_t = 0.9$ 和 $L_i/L_f = 10$，利用式（3-99）可求出级个数 $n = 51$。与第 m 个开关相关的级能量传输效率为：

$$\eta_m = \eta_t^{\frac{1}{n}} \tag{3-100}$$

令 $n = 51$ 和 $\eta_t = 0.9$，由此式求得损失在每个开关上的能量为总能量的 0.2%。这与传统的转换方法相比，开关损耗大为减小。

结合由四级储能电感构成的 MEATGRINDER 电路进行验证和试验，断掉每级电感时负载累积的能量百分比如图 3-21 所示。当充电后断开 S_0 开关时，负载就开始获得约 5% 的能量。当第四级转换完毕时，负载能量效率已达到 47.5%。另一个例子是用这种装置作超高速电磁炮的电源，n =

12，储能 100MJ，电流 1.25MA，输出能量效率达 50%，负载电感为 14μH，L_f = 11μH，电流从 9kA 放大到 1.25MA。K. Lindner 等人还给出一个 12 级的电路和相应的电感、互感的矩阵表示。

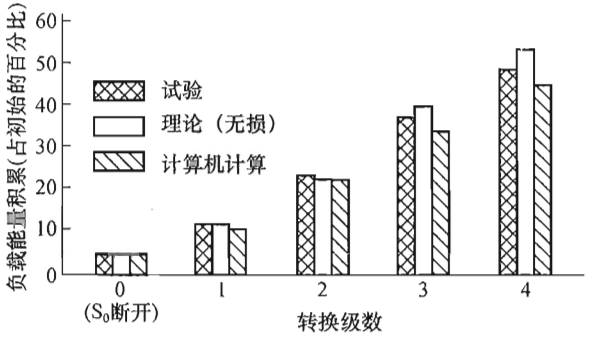


图 3－21　四级 MEATGRINDER 电路对负载放电时负载获得的能量累积

第4章　惯性储能的电磁动能武器电源技术

旋转惯性储能实际上是利用高速旋转的飞轮来存储能量的，属于机械能储能的范畴。旋转惯性储能具有储能密度高、结构紧凑、体积小、成本低等优点。此外，储存在旋转机械或飞轮中的动能易于提取和释放。

惯性储能的电磁动能武器电源技术一般是通过较小功率的驱动电机驱动储能飞轮缓慢地旋转加速到高速，当储存的能量足够大时，再利用高速旋转的飞轮来驱动发电设备，以快速输出大功率脉冲电流。由此可见，惯性储能的电磁动能武器电源技术实际上实现了由电能到机械能、再由机械能到电能的转换，涉及机电能量的相互转化问题，属于电机问题。作为电动机，需将输入的电能转化为机械能；作为发电机需将机械能转化为电能输出至外部负载。

利用旋转惯性储能的电磁动能武器电源装置主要有换向直流脉冲发电机、单极发电机、同步发电机和补偿脉冲交流发电机等。由于直流脉冲发电机和同步发电机的相关结构及工作原理在电机学课程中均有较详细的阐述，所以本章主要介绍单极发电机和补偿脉冲交流发电机。

4.1　单极发电机

单极发电机（Homopolar Generators，HPGs）是法拉第根据电磁感应定律于1931年制成的，因此有时也称为法拉第发电机。单极发电机作为一种有前途的电源，已经受到诸多关注。储能500MJ的单极发电机早已建成。名为Balcones的单极发电机装置包括六个10MJ、100V和1.5MA的单极发电机，并能方便地串联或并联运行。使用超导场线圈时，单极发电机的输出电压可达500V。在单极发电机的工作过程中，转子线速度可达到475m/s。

单极发电机的优点是其能够产生毫秒量级甚至秒级的脉冲大电流，电流峰值可达兆安量级，但是其缺点在于其输出电压通常仅几百伏。单极发电机一般用做电感性负载的充电电源，且电感性负载通常作为中间储能

(Intermediate Energy Store, IES)。如果电感为 L，电流为 I，则中间储能为 $E = LI^2/2$。

4.1.1 基本原理

单极发电机的工作原理如图 4－1 所示。

单极发电机工作时，需由原动机驱动导电圆盘或飞轮转子。飞轮转子高速旋转时，切割转子两端磁体或励磁线圈产生的磁场，从而在转子外缘和轴之间产生感应电动势。转子外边缘和轴之间产生的感应电动势可经电刷和引线引出，供外电路负载使用。单极发电机输出的感应电动势可用下式表示，即：

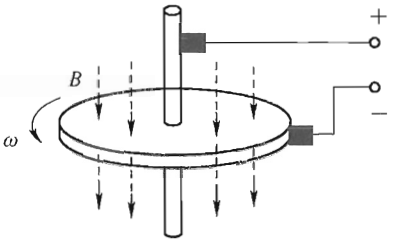


图 4－1　单极发电机的工作原理示意图

$$e = \frac{1}{2}Br^2\omega = \frac{1}{2}Brv_p \tag{4-1}$$

式中　B——转子外围的磁感应强度；

r——转子的半径；

v_p——转子外边缘的线速度；

ω——转子旋转的角速度。

单极发电机的储能通常是指转子旋转过程中所储存的动能。对于单极发电机而言，转子既是储能元件，又是产生感应电动势的电枢。如果将转子视为沿径向分布的无数个导条构成，这导条之间可看做是并联的，因此单极发电机的输出电压低，一般在几十伏到几百伏之间。正是由于转子为导电圆盘，所以单极发电机的内阻较低（$<10\mu\Omega$）。单极发电机适合作为脉冲功率电源使用，尤其在所需储能达几十至几百兆焦时。单极发电机的结构特点在于励磁线圈简单、转子呈圆盘状或鼓状，无绕组。在单极发电机中，转子能在很短时间内被原动机驱动到高速，可在毫秒量级时间内把转子转动储存的动能转变为电能。

研究表明：当用恒定的电流对单极发电机励磁时，单极发电机可以被看成一个大容量低压等效电容 C_{ef}，且等效电容可表示为 $C_{ef} = 2E_k/U^2$。其中，E_k 为储存在转子中的动能。此外，还可以将单极发电机的等效电容表示为转动惯量 J 和磁通 φ 的函数，即 $C_{ef} = 4\pi^2 J/\varphi^2$。对于鼓状转子单极发电机而言，其等效电容可表示为 $C_{ef} = 2\pi\rho h/B^2$。其中 ρ 为转子材料的密度，h 为转子的厚度。由鼓状转子单极发电机等效电容的表达式可知，等效电

容与转子材料的密度、厚度和励磁磁场密切相关。减小转子材料的密度，有利于减小等效电容，但是过分减小材料密度，难以确保转子的机械强度和电导率；减小转子的厚度，也有利于减小单极发电机的等效电容，但是转子太薄时会引起其振动、损坏以及加大储能的难度。增大励磁，可以减小单极发电机的等效电容，但是过分增大励磁，将加大励磁线圈的制作难度和增大励磁电源的成本。对于单极发电机来说，减小其等效电容的方法主要有两个：一是采用自激式励磁方案；二是采用将若干个单极发电机串联使用的结构方案。通过将若干个单极发电机串联使用，可使相邻的转子共用一个励磁线圈。这不仅有利于其等效电容的减小，而且还有利于其输出电压的提高。

由于单极发电机可简化等效为一个电容，所以在没有为成形脉冲而进行场调制的情况下，可对单极发电机等效成串联的 R－L－C 电路进行分析。为此，需引入表征电路状态特性的阻尼系数 λ，即：

$$\lambda = \frac{\pi R_g}{\alpha\varphi}\sqrt{\frac{J}{L_g}} = \frac{\lambda_{sh}}{\alpha} \tag{4-2}$$

式中 $\alpha = (1 + L_L/L_g)^{0.5}(1 + R_L/R_g)^{-1}$；

R_g, L_g, J——单极发电机的内电阻、内电感和转子的转动惯量；

λ_{sh}——短路系数；

R_L, L_L——负载的电阻和电感。

通常情况下，为了求单极发电机传递至负载的最大能量和功率，往往对流过负载的最大电流及其作用时间更为关注。欠阻尼（$0 \leqslant \lambda < 1$）情况下，流过负载的最大电流 I_{max} 及其作用时间 t_{max} 可表示为：

$$I_{max} = \omega_m\sqrt{\frac{J}{L_g + L_L}}\exp\left(-\frac{\lambda}{\sqrt{1-\lambda^2}}\arcsin\sqrt{1-\lambda^2}\right) \tag{4-3}$$

$$t_{max} = \frac{\pi^2}{\varphi}\sqrt{J(L_g + L_L)}\,\frac{1}{\sqrt{1-\lambda^2}}\arcsin\sqrt{1-\lambda^2} \tag{4-4}$$

临界阻尼（$\lambda = 1$）情况下，最大电流及其作用时间可表示为：

$$I_{max} = \frac{\omega_m}{e}\sqrt{\frac{J}{L_g + L_L}} \tag{4-5}$$

$$t_{max} = \frac{\pi^2}{\varphi}\sqrt{J(L_g + L_L)} \tag{4-6}$$

过阻尼（$1 < \lambda \leqslant \infty$）情况下，最大电流及其作用时间可表示为：

$$I_{max} = \omega_m\sqrt{\frac{J}{L_g + L_L}}(\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1})\exp\left(-\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 1}}\right) \tag{4-7}$$

$$t_{max} = \frac{\pi^2}{\varphi}\sqrt{J(L_g + L_L)}\,\frac{\ln(\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1})}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} \tag{4-8}$$

式中 ω_m——转子转动的最大角速度，一般 $\omega_m < (500\text{m/s})/D$，其中 D 为转子直径。

4.1.2 单极发电机的类型及特点

单极发电机有多种不同的分类方法。根据励磁方式，可分为自激式单极发电机和他激式单极发电机；根据转子形状，可分为圆盘转子单极发电机和鼓状转子单极发电机；根据放电时间的长短，可分为快放电的单极发电机和慢放电的单极发电机[24]；根据磁轭材料，又可分为铁芯单极发电机和空芯单极发电机；根据转子个数分，又可分为单转子结构的发电机和双转子结构的单极发电机。几种典型的单极发电机的结构如图 4－2 所示。

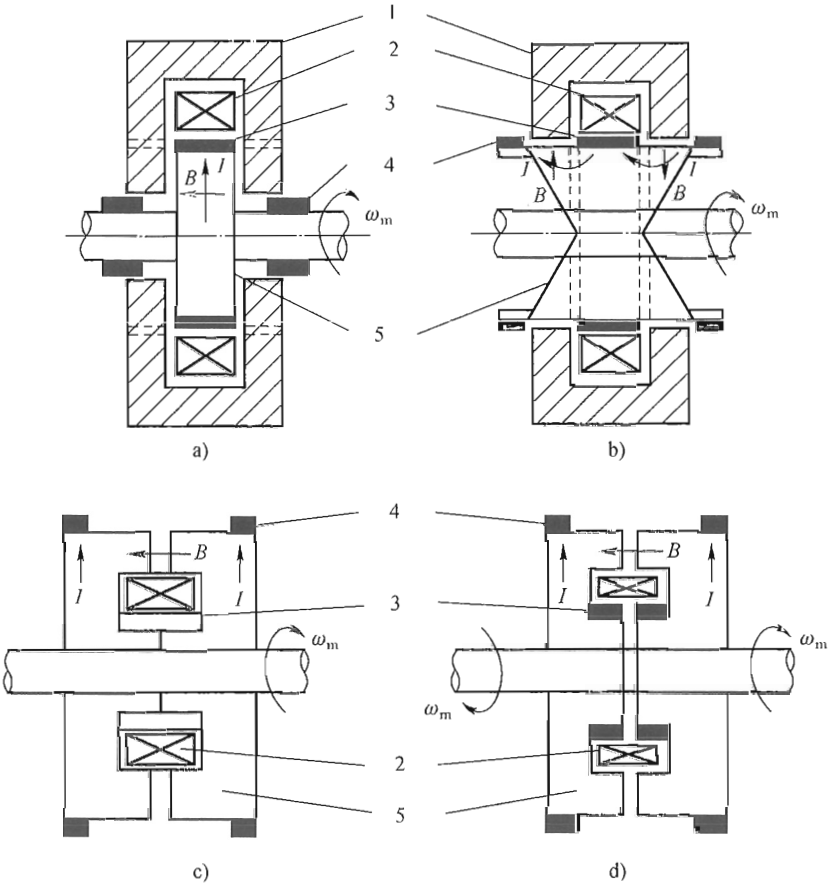


图 4－2 几种典型的单极发电机的结构

a）圆盘转子单极发电机；b）鼓状转子单极发电机；c）单转子结构的单极发电机；d）双转子结构的单极发电机，且两转子的旋转方向相反

1—磁轭；2—线圈；3—内电刷；4—外电刷；5—转子

对于圆盘转子结构的单极发电机，其磁轭中断内部包含圆盘形转子，转子切割轴向磁通，从而产生径向电流，集电电刷在轴和转子外缘上。这种形式的单极发电机不参与储能的磁轭所占比例较大，因此较笨重、储能密度较低。但它能产生相对高的电压且放电较快，能输出较大的峰值功率。

对于鼓状单极发电机，磁轭长距离地中断并置于转子外缘之外。转子可以是圆柱形，也可以是中心凹陷的纺锤形。在这种形式的单极发电机中，转子切割径向磁通产生轴向电流。由于转子径向中心两侧的磁感应强度的方向是相反的，所以径向电流也是反向的。电刷置于转子之上，在储能相同的情况下，鼓状单极发电机呈现较低的内阻抗，因此适宜于驱动低阻抗负载。

对圆盘形单极发电机和鼓状单极发电机进行拓扑变换，可使其具有较高的储能密度（50～60MJ/m^3）。但是若把磁轭、场线圈、支承结构和电刷等均计入在内，则储能密度将降低一个数量级，其中磁轭对储能密度的影响最为严重。

慢放电的单极发电机是指放电时间大于0.5s的单极发电机；而快放电的单极发电机则通常是指放电时间小于0.1s的单极发电机。对于快放电的单极发电机，在计算其内电阻时需考虑集肤效应和电磁扩散效应；而对于慢放电的单极发电机，在计算其内电阻时则无需考虑上述因素。慢放电的单极发电机在使用非饱和的铁磁材料转子和室温场线圈的情况下能够获得良好的工作性能和效率；而快放电的单极发电机通常要求采用非铁磁材料转子和低温或超导场线圈。

虽然铁芯单极发电机所用的激磁功率小；但机体的体积和重量较大。由于铁芯单极发电机采用铁芯结构，使其储能密度有限，且输出电压低，因此有人曾认为，铁芯单极发电机不适宜作为电磁发射器的电源。1983年，出现了空芯结构的单极发电机，其转子和定子系统不再采用铁磁材料，虽使磁路呈现高磁阻，但它比铁芯单极发电机的优点多。空芯单极发电机尽管需要非常大的励磁电流，但其可采用自激励磁的工作方式，且具有更高的储能密度。此外，空芯单极发电机的输出阻抗更小，更适宜直接驱动电磁轨道炮等低阻抗载荷。

4.1.3 自激式单极发电机

为克服单极发电机等效电容大和提高其输出电压，通常采用自激励磁的工作方式。自激励磁是指激磁磁场由发电机本身部分电流产生，这一点使它不同于他激式单极发电机，他激式单极发电机中的励磁电流是由外部电源提供的。

自激式单极发电机如图 4－3 所示[22]。在图 4－3a 和图 4－3b 中，唯一的电感线圈既是储能线圈又是场线圈（励磁线圈），通过断路开关升高电压，并把储存的能量压缩和转换给外电路负载，此外还要求电感线圈与转子之间应当紧密地耦合。而在图 4－3c 中，仅上方的激磁线圈有紧密的耦合。储能电感线圈则是独立的，不需与转子耦合。

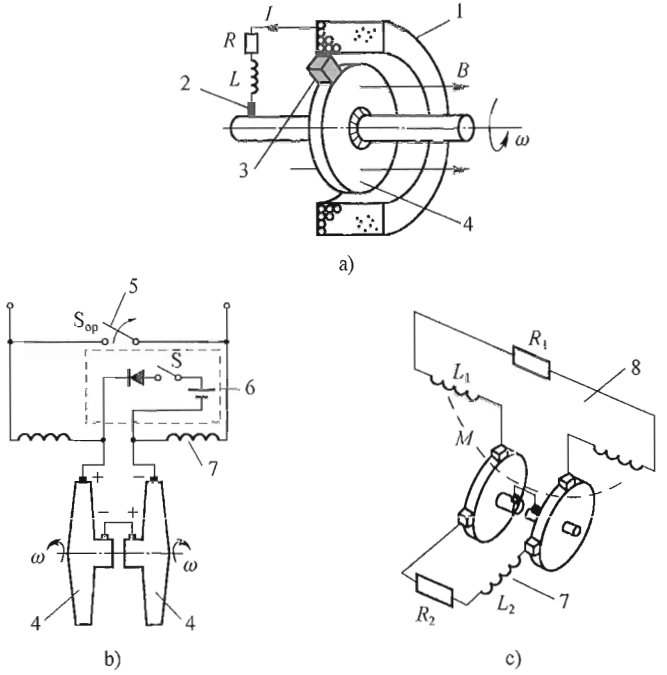


图 4－3　门激式单极发电机

a）单转子结构的自激式单极发电机；b），c）双转子结构的自激式单极发电机

1—储能线圈兼场线圈；2—外电刷；3—内电刷；4—转子；5—断路开关；6—启动电路；7—电感储能线圈；8—场线圈

1. 单转子自激式单极发电机

设图 4－3a 中的 R 和 L 分别为电路总电阻和电感。L 为单极发电机、导线和负载的电感之和。磁场 B 是由单极发电机内自身电流产生的，则转子产生的感应电动势 $U_r = kI\omega$，其中 k 是常数。线圈单位电流产生的通过转子的磁通等于 πk。发电机回路中的电路方程为：

$$L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + I(R - k\omega) = 0 \tag{4-9}$$

根据能量守恒关系，单极发电机工作时转子动能的变化量应等于发电机输出的电能和自身的能量损耗之和，即：

$$\frac{1}{2}J(\omega^2-\omega_0^2)=\frac{1}{2}LI^2+\int_0^t I^2R\mathrm{d}t \tag{4-10}$$

式中 ω_0——开始放电时转子的初始角速度；

J——转子的转动惯量。

由式（4-9）和式（4-10）联立，可获得自激式单极发电机工作时的最大电流及其作用时间。最大电流及其作用时间可近似为：

$$I_m\approx(\omega_0-\omega_c)\sqrt{\frac{J}{L}} \tag{4-11}$$

$$t_m\approx\frac{L/R}{(\omega_0/\omega_c)-1}\ln\left(2\frac{I_m}{I_0}\right) \tag{4-12}$$

式中 ω_c——临界角速度；

I_0——单极发电机开始工作时的初始电流。

从转子的动能转换到负载磁能的效率为：

$$\eta=\frac{L_L I_m^2}{J\omega_0^2}\approx\frac{L_L}{L}\left(1-\frac{\omega_c}{\omega_0}\right)^2 \tag{4-13}$$

式中 L_L——负载的电感。

由式（4-11）~式（4-13）可以看出，转子的转动惯量、发电机回路中的电感、负载电感及临界角速度是影响单极发电机性能的重要因素。仅在 $\omega_c\ll\omega_0$ 以及发电机、导线电感之和 L 与负载电感 L_L 相差不多时，负载才能从发电机上获得较高的功率输出。电流从 $I_m/2$ 增长到 I_m 的时间可表示为 $t_{1/2}=1.31L/[k(\omega_0-\omega_c)]$。

美国海军研究实验室早期研制的储能 10MJ 的单极发电机的工作特性如图 4-4 所示。该图中 ω、I 和 U 分别表示转子的角速度、输出电流和输出电压。

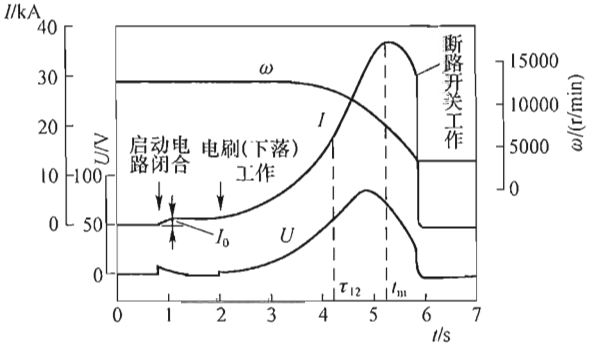


图 4-4 自激单极发电机的工作特性

2. 双转子自激式单极发电机的理论分析

双转子单极发电机有两个反向旋转的转子，切割同向的激磁磁场，输

出电压是两个感应电势之和。因此，双转子单极发电机实际上为两个单极发电机的简单串联。

这里以图4－3c所示的双转子单极发电机为例进行分析。图4－3c中L_1和R_1分别表示场线圈的电感和电阻，L_2和R_2分别表示储能线圈的电感和电阻。场线圈为螺旋管式线圈，它处在转子的外围，并与转子同轴。设场线圈与转子之间的互感为M，若场线圈中的励磁电流为i_1，则穿过转子电路的磁通为Mi_1。令转子的圆周速度为v_p，则发电机电压为Mi_1v_p。因此，励磁回路和储能回路中的电压方程为：

$$Mi_1v_p = L_1\frac{di_1}{dt} + R_1i_1 \tag{4-14}$$

$$Mi_1v_p = L_2\frac{di_2}{dt} + R_2i_2 \tag{4-15}$$

式中　i_2——储能回路中的电流。

而与转子总电流（i_1+i_2）和转动惯量相关的转矩方程为：

$$2\pi J\frac{dv_p}{dt} = -i_1(i_1+i_2)\frac{M}{2\pi} \tag{4-16}$$

这里重点分析励磁回路和储能回路时间长数相等时的情况。当励磁回路和储能回路中的时间常数相等时，即$R_1/L_1 = R_2/L_2$，利用这个关系式，同时结合式（4－14）和式（4－15），可以得到励磁回路和储能回路中两电流之间的关系，即$L_1i_1 = L_2i_2$。利用励磁回路电流和储能回路中的电流关系，可以将式（4－16）中的电流i_2消去，从而转矩方程可进一步修改为：

$$2\pi J\frac{dv_p}{dt} = -\frac{Mi_1^2}{2\pi}\left(1+\frac{L_1}{L_2}\right) \tag{4-17}$$

励磁回路中的电压方程可修改为：

$$L_1\frac{di_1}{dt} = Mi_1(v_p - R_1/M) \tag{4-18}$$

用$2\pi(v_p - R_1/M)$乘式（4－17），用$(1+L_1/L_2)i_1$乘式（4－18），再把得到的两方程相加，然后积分，并给出运动常数$C = (1+L_1/L_2)L_1i_{1m}^2/2 + 2\pi^2J(v_p - R_1/M)^2$。令$di_1/dt = 0$，以寻求$i_1$的最大值$i_{1m}$，得到$C = (1+L_1/L_2)L_1i_{1m}^2/2$。另外，在转子初始速度为$v_{p0}$和初始电流接近零的初始时刻，计算得$C = 2\pi^2J(v_{p_0} - R_1/M)^2$。通过使这两个常数值相等的方法求出传至激磁线圈中的峰值磁能W_1，从而得到向激磁线圈传递能量的效率为：

$$\frac{W_1}{W_0} = \frac{L_2(v_{p_0} - R_1/M)^2}{(L_1+L_2)v_{p_0}^2} \tag{4-19}$$

式中　W_0——转子中储存的初始储能，$W_0 = 2\pi^2Jv_{p_0}^2$；

v_{p_0}——转子的初始转速。

同样，两电流间的 $L_2 i_2 = L_1 i_1$ 关系也意味着 $W_2 = W_1$，且：

$$\frac{W_2}{W_0} = \frac{L_1 (v_{p_0} - R_1/M)^2}{(L_1 + L_2) v_{p_0}^2} \tag{4-20}$$

从式（4-19）和式（4-20）可见：当 $L_2 \ll L_1$ 时，惯性系统储存的全部能量基本都转变到储能电感器的线圈中。因此可以用选取 L_2 的方法来调节输出电流。

当励磁回路中和储能回路中的时间常数不相等时，需要将单极发电机的具体参数代入式（4-14）~式（4-16），进行数值积分以求出相应的回路电流和转子速度。

4.2 脉冲交流发电机

常规的交流发电机和直流发电机不适合产生大功率的电脉冲。这主要是因为其自感太大限制了大电流的快速上升。此外，常规的直流发电机采用电刷换向装置工作时在高电压的作用下很容易产生击穿现象。

脉冲交流发电机（Pulsed Alternator）是一种以脉冲形式工作的交流发电机。脉冲交流发电机作为一种脉冲功率电源，在诸多方面均有广泛应用。例如，脉冲交流发电机可用于电磁发射、电热发射以及激光武器等领域。尽管 20 世纪 70 年代和 80 年代初期制造的脉冲交流发电机为铁芯脉冲交流发电机，可是现在制造的脉冲交流发电机通常为空芯脉冲交流发电机。为获取更高能量密度和更高功率密度，人们的研究重点已经转向空芯脉冲交流发电机的研究上。在空心脉冲交流发电机中，通常采用高机械强度、低密度的碳纤维复合材料。脉冲交流发电机通常是以脉冲方式工作的，并不像普通发电机那样需要连续运行。尽管与铁芯脉冲交流发电机的励磁安匝数相比，空芯脉冲交流发电机的励磁安匝数更大，但励磁电流在场线圈中作用时间很短，因而场线圈中的损耗易于处理。脉冲交流发电机工作时场线圈内励磁电流的充电时间通常小于 100ms，而且每次工作完成之后还可进行磁场能量的回收。但对场线圈在较短时间内进行励磁时通常需要较高的功率。对于他励式脉冲交流发电机，其场线圈需要另一个高功率电源对其进行单独励磁。为了降低开始启动时励磁电源的功率水平，空芯脉冲交流发电机常被设计成自激励磁方式，即启动后用电枢绕组中的放电电流进行励磁。

脉冲交流发电机的拓扑结构经历了一些演变，且其运行模式也经历了一些转变。早期制造的空芯脉冲交流发电机，其电枢绕组（内部流过大电

流）在转子上，而流过更小电流、更厚重的场线圈在定子上。这些早期设计的脉冲交流发电机通常从转子上输出单一电流脉冲。在实际应用中，可根据实际应用需求对电流脉冲波形进行整形。比如在激光应用方面，它需要一非常尖的电流脉冲；而在电磁发射应用方面，通常需要一平顶电流脉冲。电流脉冲的形状主要取决于脉冲交流发电机的补偿特性。目前制造的脉冲交流发电机的场线圈在转子上（做旋转运动），而电枢绕组在定子上。这种转变有利于提高对场线圈的充电速率。此外，脉冲交流发电机的运行模式也由单相－单脉冲方式向多相－多脉冲方式转变。在新的运行模式下，脉冲交流发电机通常有三至四相，放电时每一相以一定的顺序向负载放电，作用在负载上的数个电流脉冲叠加起来形成所需的电流脉冲波形。这种运行模式可使脉冲交流发电机的旋转速度和电流脉冲宽度去耦合，因而可通过提高脉冲交流发电机的旋转速度使其获得更高的能量密度。

4.2.1 脉冲交流发电机的类型及原理

脉冲交流发电机主要是指补偿脉冲交流发电机（Compensated Pulsed Alternator，CPA）。补偿脉冲交流发电机又可分为被动补偿脉冲交流发电机、主动补偿脉冲交流发电机和选择被动补偿脉冲交流发电机。这几种形式的补偿脉冲交流发电机与普通交流发电机的基本结构及原理如图 4－5 所示。

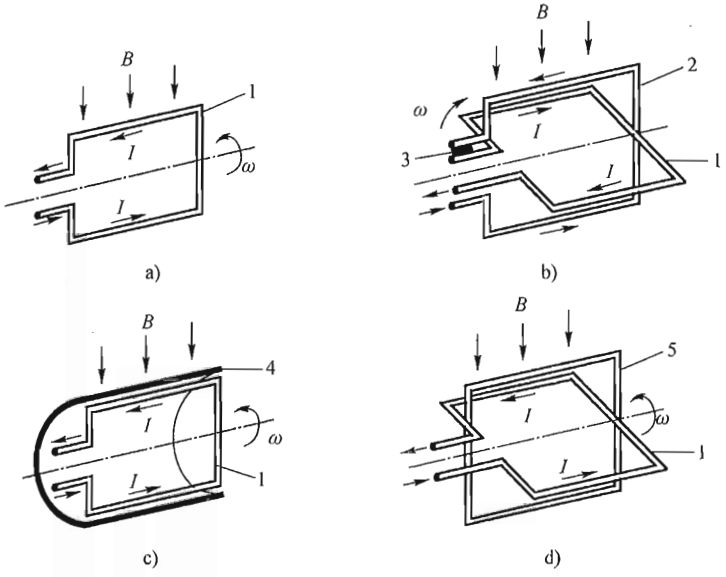


图 4－5　补偿脉冲交流发电机与普通交流发动电机的比较

a）普通交流发电机的基本原理；b）主动补偿脉冲交流发电机；

c）被动补偿脉冲交流发电机；d）选择被动补偿脉冲交流发电机

1—旋转电枢绕组；2—静止补偿绕组；3—短路环；4—补偿筒；5—静止短路补偿绕组

从图4-5中可以看出：普通交流发电机的基本原理为旋转的电枢绕组切割励磁磁场而发电；而对于补偿脉冲交流发电机来说，它除有旋转的电枢绕组切割励磁磁场之外，还采取一些补偿措施以减小其内阻抗。在主动补偿脉冲交流发电机中，它采用静止的补偿绕组，且该补偿绕组通过短路环与旋转的电枢绕组串联起来；在被动补偿脉冲交流发电机中，它采用导体柱状补偿筒对电枢绕组进行补偿；而在选择被动补偿脉冲交流发电机中，则是采用静止的短路补偿绕组对电枢绕组进行补偿。

1. 主动补偿脉冲交流发电机的补偿原理

单相-单脉冲形式的补偿脉冲交流发电机在向负载提供所需形状的电流脉冲时主要取决于脉冲交流发电机的补偿类型。主动补偿脉冲交流发电机能够向负载提供非常尖的尖脉冲，其工作过程中补偿原理如图4-6所示[26]。

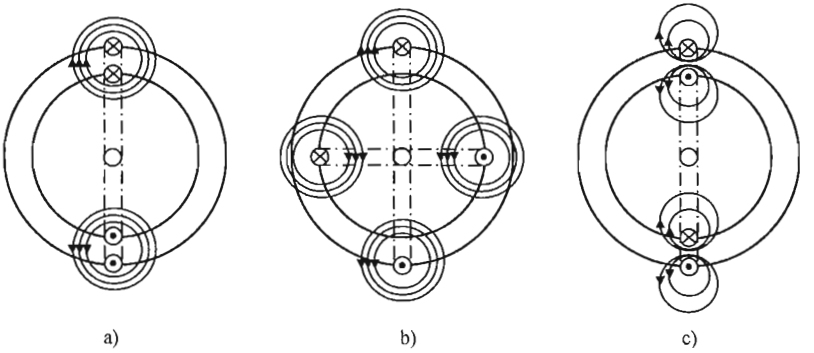


图4-6 主动补偿脉冲交流发电机工作时的补偿原理

a）位置1；b）位置2；c）位置3

从图4-6中可知：当旋转电枢绕组转到位置1时，静止补偿绕组和电枢绕组中的电流方向相同，产生的磁通的方向也相同；当电枢绕组处于位置2时，电枢绕组的轴线与补偿绕组的轴线垂直，两者之间产生的磁通相互垂直，它们之间的耦合情况为零；当电枢绕组转到位置3时，补偿绕组与电枢绕组中的电流方向相反，产生的磁通方向也相反。这样，当电枢绕组处于不同的位置时，补偿绕组对电枢绕组进行了不同程度的补偿。由于补偿绕组的补偿作用，使得主动补偿脉冲交流发电机的内电感、输出电压和输出电流波形如图4-7所示[25]。

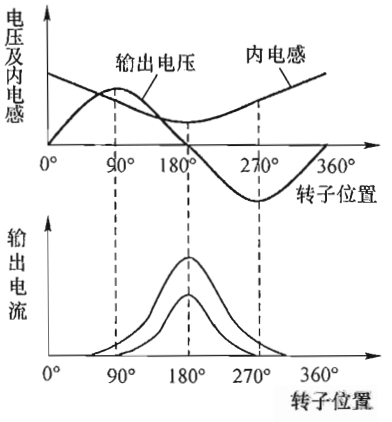


图4-7 主动补偿脉冲交流发电机工作时内电感的变化及输出特性

当电枢绕组处于位置1时，即0°的位置，主动补偿脉冲交流发电机的内电感最大；当电枢绕组处于位置3时，即180°的位置，主动补偿脉冲交流发电机的内电感最小，此时气隙磁通被压缩在电枢绕组和补偿绕组之间；当电枢绕处于位置2时，即90°或270°的位置，发电机的输出内电感为电枢绕组的自感。输出电压和输出电流波形见图4－7，输出电流为尖脉冲。在输出电压变化的一个周期内，发电机的内电感也完成一个变化周期。（注：上述分析仅是对两极主动补偿脉冲交流发电机而言的）当电枢绕组由位置1经过补偿绕组时，内电感将变小，此时相当于 $-\mathrm{d}L/\mathrm{d}t$ 的电压源作用在电路中，以补偿发电机内部的电压降；当电枢绕组由位置3经过补偿绕组时，内电感将增大，此时相等于 $\mathrm{d}L/\mathrm{d}t$ 的电压源作用在电路中，其正方向与电流方向相反，迫使电流快速衰减。之所以将上述补偿方式称之为主动补偿，是因为该补偿作用是由流过电枢绕组内的电流完成的（补偿绕组与电枢绕组之间为串联连接关系）。这种主动补偿方式，可使输出电流的半峰值脉冲宽度约减小至正弦波形宽度的10%，相应地使发电机的峰值功率增加1000倍。此外，通过开关延迟输出电流的作用时间，可使输出电流脉冲进一步被压缩。

对于主动补偿的脉冲交流发电机而言，由于主动补偿过程能大大减小其输出电流脉冲的宽度，所以主动补偿脉冲交流发电机适用于产生脉冲宽度小于1ms的短脉冲。同时，由于采用主动补偿，所以使得主动补偿脉冲交流发电机对负载电感较为敏感。因此，主动补偿脉冲交流发电机适合驱动电阻负载。主动补偿脉冲交流发电机已经被用于驱动闪光灯以泵浦固体激光器以及水介质电容器的脉冲充电研究。

2. 被动补偿脉冲交流发电机的补偿原理

被动补偿脉冲交流发电机不是采用补偿绕组，而是采用低阻抗的连续导体补偿筒。被动补偿脉冲交流发电机的原理见图4－5c。采用这种补偿方式时，补偿筒内的电流是由感应产生的，即旋转电枢绕组中电流产生的磁场在补偿筒上感应产生补偿电流。对于被动补偿脉冲交流发电机而言，不论旋转的电枢绕组处于什么位置，均能对电枢绕组进行补偿，从而使发电机的内电感较小。因此，被动补偿脉冲交流发电机能够输出正弦电压波形。驱动轨道炮时的电压波形、电流波形和内电感如图4－8所示[25]。

被动补偿脉冲交流发电机以牺牲平顶电流脉冲或恒定电流脉冲为代价实现了电流脉冲的平滑上升与下降。美国德克萨斯大学高技术研究所已经研制了驱动轨道炮运行的被动补偿脉冲交流发电机，且该被动补偿脉冲交

流发电机的峰值功率达 1GW，发射时的开火频率为 60Hz。

3. 选择被动补偿脉冲交流发电机的补偿原理

选择被动补偿脉冲交流发电机兼具主动补偿和被动补偿的技术特征。对于选择被动补偿脉冲交流发电机而言，它在结构上采用静止的短路补偿绕组。补偿绕组内的电流也是由感应产生的，即它也是由电枢电流引起的磁场而感应产生的。在选择被动补偿脉冲交流发电机的工作过程中，旋转电枢绕组处于不同位置时的补偿情况如图 4－9 所示[26]。

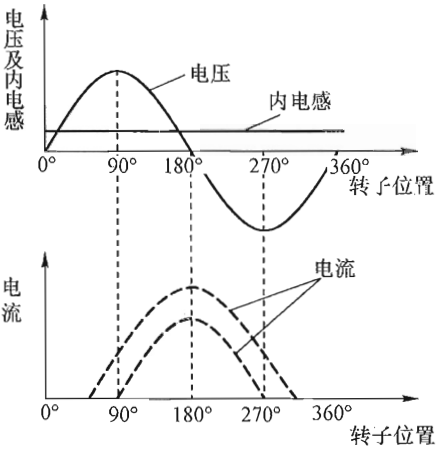


图 4－8 驱动轨道炮时的电压波形、电流波形和内电感

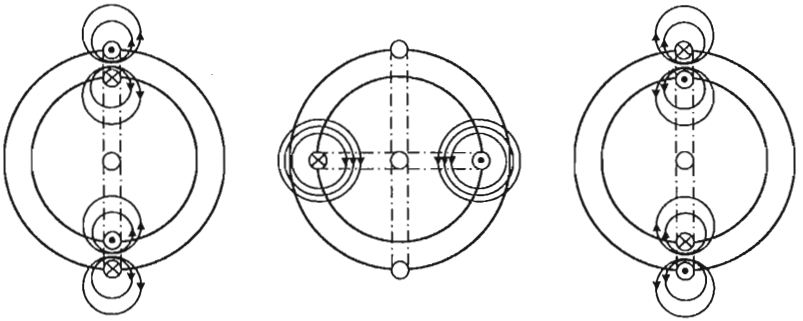


图 4－9 旋转电枢绕组处于不同位置时的补偿情况
a）位置 1；b）位置 2；c）位置 3

电枢绕组处于位置 1 和位置 3 时，实现了磁通的压缩，短路补偿绕组对电枢绕组进行了有效补偿，此时发电机的内电感最小；当电枢绕组处于位置 2 的位置时，短路补偿绕组未对电枢绕组进行补偿，此时发电机的内电感为电枢绕组的自感，且内电感最大。短路补偿绕组的存在使得选择被动补偿脉冲交流发电机能够根据转子的位置而自动调节其内电感的变化。选择被动补偿脉冲交流发电机的内电感及其输出特性如图 4－10 所示[25]。从图 4－10 中可知：在发电机的输出电压变化一个周期时，发电机的内电感变化两个周期，即内电感的变化频率为输出电压频率的两倍。此外，选择被动补偿脉冲交流发电机能够输出平顶电流脉冲，适合驱动导轨炮。

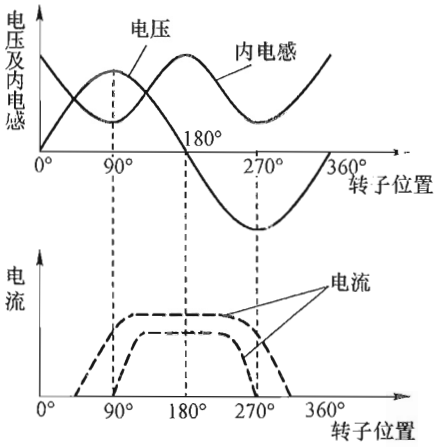


图 4－10　选择被动补偿脉冲交流发电机的内电感及输出特性

对于多对极的选择被动补偿脉冲交流发电机而言，转子每转过一对极电枢绕组的等效电感变化两个周期。电枢绕组的等效电感可表示为：

$$L_{aeq} = L_a - \frac{M_{ac}^2}{L_c} \tag{4-21}$$

式中　M_{ac}——电枢绕组和补偿绕组之间的互感，$M_{ac} = M_{max}\cos\theta$，$M_{max}$为电枢绕组与补偿绕组之间互感的最大值，$\theta$为电枢绕组相对补偿绕组所转过的角度；

L_a，L_c——电枢绕组和补偿绕组的自感。

将电枢绕组和补偿绕组之间的互感表达式代入式（4－21）可得：

$$L_{acq} = L_a - \frac{M_{max}^2\cos^2\theta}{L_c} = L_a[1 - k_{max}^2\cos^2\theta] \tag{4-22}$$

式中　k_{max}——电枢绕组和补偿绕组之间的最大耦合系数，$k_{max} = \dfrac{M_{max}}{\sqrt{L_a L_c}}$。

对式（4－22）进行变形得：

$$L_{aeq} = L_a\left[1 - \frac{k_{max}^2}{2} - \frac{k_{max}^2}{2}\cos 2\theta\right] \tag{4-23}$$

由式（4－23）可见，在选择被动补偿脉冲交流发电机中，电枢绕组的等效电感是以2θ变化的，即其变化频率为输出电压变化频率的两倍。

4.2.2　补偿的等效电路模型及分析

为了说明不同形式的补偿问题，在实际分析过程中，可将补偿绕组进行等效处理，即将补偿绕组等效为直轴补偿绕组和交轴补偿绕组，从而构成两轴补偿的电路模型。其中，直轴绕组的轴线与场线圈的轴线重合，而

交轴绕组的轴线与场线圈的轴线垂直。脉冲交流发电机补偿的等效电路模型如图4－11所示[27]。图中电枢绕组用电压源串电感的回路表示，所串联的电感实际上为未补偿的电枢绕组的相电感。

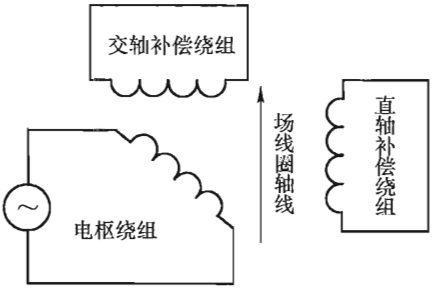


图4－11　脉冲交流发电机补偿的等效电路模型

由于交轴补偿绕组和直轴补偿绕组的轴线垂直，所以它们之间的耦合不存在，但它们都处在电枢绕组的附近，因此能与电枢绕组进行耦合。当电枢绕组转动时，电枢绕组相对于交轴补偿绕组和直轴补偿绕组之间的互感将随电枢绕组的位置而变化。这里不妨将电枢绕组与交轴补偿绕组、直轴补偿绕组之间的互感分别表示为：

$$M_{acq} = M_{macq}\cos\theta \tag{4-24}$$

$$M_{acd} = M_{macd}\sin\theta \tag{4-25}$$

式中　M_{acq}——电枢绕组和交轴补偿绕组之间的互感；

M_{acd}——电枢绕组和直轴补偿绕组之间的互感；

θ——电枢绕组的位置。

为了确定电枢绕组的等效电感，可以根据等效电路模型写出相应的电路方程，即：

$$\begin{bmatrix} L_a & M_{acq} & M_{acd} \\ M_{acq} & L_{cq} & 0 \\ M_{acd} & 0 & L_{cd} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathrm{d}i_a/\mathrm{d}t \\ \mathrm{d}i_{cq}/\mathrm{d}t \\ \mathrm{d}i_{cd}/\mathrm{d}t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{4-26}$$

式中　L_a——电枢绕组的自感；

L_{cq}——交轴补偿绕组的自感；

L_{cd}——直轴补偿绕组的自感。

利用式（4－26）可求出电枢绕组中电流的变化率，即：

$$\frac{\mathrm{d}i_a}{\mathrm{d}t} = \frac{U}{L_a(1 - k_{acd}^2\sin^2\theta - k_{acq}^2\cos^2\theta)} \tag{4-27}$$

从而电枢绕组的等效相电感可表示为：

$$L_{eff} = L_a(1 - k_{acd}^2\sin^2\theta - k_{acq}^2\cos^2\theta) \tag{4-28}$$

式中 k_{acq}，k_{acd}——电枢绕组与交轴补偿绕组、直轴补偿绕组之间的耦合系数，且 $k_{acq}=M_{acq}/\sqrt{L_aL_{cq}}$，$k_{acd}=M_{acd}/\sqrt{L_aL_{cd}}$。

从式（4－28）可以看出：电枢绕组的等效电感小于其自感（自感即未补偿时的电感）。当耦合系数 $k_{acq}=k_{acd}=k$ 时，电枢绕组的等效电感变为 $L_{eff}=L_a(1-k)$。这表明：在这种特殊情况下，电枢绕组的等效电感与电枢绕组所处的位置无关，且等效电感与自感之间仅差一系数（$1-k$）。正是由于在这种特殊情况下电枢绕组的等效电感与位置无关，所以这就证明了可以采用这种特殊情况来等效分析补偿筒的补偿问题。

当 $k_{acq}\neq k_{acd}$ 时，电枢绕组的等效电感将随位置的变化而改变。为了更清楚地说明电枢绕组的等效电感随位置的变化情况，可将式（4－28）进一步整理为：

$$L_{eff}=L_a\left[1-\frac{k_{acq}^2+k_{acd}^2}{2}-\frac{k_{acq}^2-k_{acd}^2}{2}\cos(2\theta)\right] \tag{4-29}$$

若电枢绕组和交、直轴补偿绕组之间的耦合系数分别为 0.85 和 0.7，且以未补偿时的电枢绕组电感作为基准，对电枢绕组处于不同位置时的电感进行归一化处理，则处理后波形如图 4－12 所示。

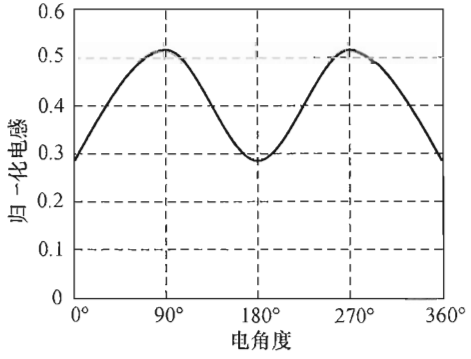


图 4－12　电枢绕组处于不同位置时的电感变化情况

对于电枢绕组与交、直轴补偿绕组之间的耦合系数不相等的情况，其实际上适用于分析由场线圈自身和放置于交轴位置处的补偿绕组共同补偿时的情形。由于发电机对场线圈的作用要求更高，所以绕制场线圈的导线通常要比绕制补偿线圈的导线要厚。这就会导致电枢绕组与场线圈之间的耦合情况要弱于其与补偿绕组之间的耦合情况。可是，这也是一种对电枢绕组实施补偿的技术途径（实际上，这种途径是借助场线圈和放置于交轴位置的补偿绕组实现的，是由两轴补偿的拓扑技术演变而来的，其相当于将直轴补偿绕组移去的情况）。

如果移去放置于交轴位置的补偿绕组，仅利用场线圈进行补偿，则此

时电感的变化情况如图 4 - 13 所示。从图中可以看出：在这种情况下的最小电感等于场线圈和放置交轴补偿绕组时的最大电感。在仅有场线圈补偿的情况下，当电枢绕组处于交轴位置时，场线圈不能对其进行补偿，其等效电感为电枢绕组的自感。

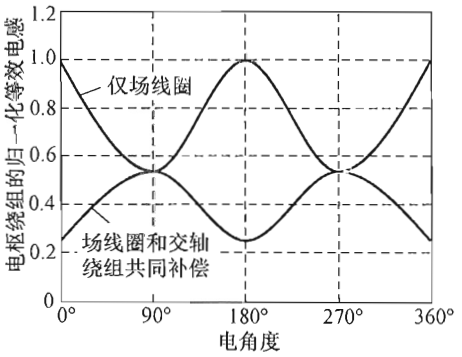


图 4 - 13　电枢绕组电感随位置的变化关系

4.2.3　带开关的两轴被动补偿问题

前面提到的两轴被动补偿脉冲交流发电机中，直轴补偿绕组与场线圈的轴线重合，因此在对场线圈进行脉冲充电励磁的过程中，会由于场线圈与直轴补偿绕组之间的耦合而在直轴绕组中产生感应电流。这些因素会延长场线圈的充电时间和增大场线圈中的能量损耗。为了解决这个问题，在直轴补偿绕组支路中串入一个开关。在对场线圈充电期间，令该开关断开，从而使场线圈和直轴绕组之间耦合；而在电枢绕组开始对负载放电之前的时刻，令该开关闭合，从而形成补偿作用。目前，人们所研究的脉冲交流发电机中，场线圈通常设置在转子上。对于这种拓扑结构的脉冲交流发电机而言，由于场线圈流过的励磁电流通常比电枢绕组中输出的电流要小许多，所以它可简化发电机内部的集电系统（如电刷和滑环）。对直轴补偿绕组支路中的开关功能的实现通常也必须借助安装于轴上的集电系统和控制系统。这样，由于在直轴补偿支路中添加开关及其控制系统，所以带开关的两轴被动补偿脉冲交流发电机的结构更为复杂。对于这种带开关的两轴补偿时，应适当减小流过直轴补偿支路中的电流，这可通过调整直轴补偿绕组的匝数来实现。此外，场线圈在这种两轴补偿结构的脉冲交流发电机中，可以免受发电机电枢绕组向负载放电期间产生的瞬态强磁场的影响。

带开关的两轴被动补偿的主要问题在于直轴补偿支路中的开关。如果将直轴补偿绕组移去，那么此时的两轴补偿结构就变成了由交轴补偿绕组和场线圈共同补偿的情况，即直轴绕组的补偿作用由场线圈担当。由于场

线圈还担当励磁的功能，所以它通常由较厚的导线绕制而成，这就会导致电枢绕组与场线圈之间的最大耦合情况弱于电枢绕组与交轴补偿绕组之间的耦合情况。电枢绕组等效电感的变化情况与图 4－12 所示的情况类似。在这种情况下，其等效电枢电感比带开关的两轴补偿时的等效电枢电感要稍大。这种由场线圈和交轴补偿绕组共同补偿的技术方案实际上是对场线圈快速充电需求和对电枢绕组实施有效补偿需求的一种明智的折中。可是采用这种共同补偿的技术方案时，电枢绕组向负载放电期间场线圈会遭受瞬态强磁场的影响。

还有一种特殊情况为不补偿的补偿模式，即在补偿脉冲交流发电机中不安装补偿绕组或补偿筒。在这种情况下，它实际上仅由场线圈在直轴方向上进行了补偿。因此，场线圈具有双重作用，即励磁和直轴方向上的补偿。由于不存在补偿绕组，所以充电过程中的场线圈和直轴绕组之间的相互作用不存在。可是，这种不补偿的脉冲交流发电机会在电枢绕组上产生显著的过电压现象，而过电压现象又会涉及绝缘、开关等相关问题。不采用补偿绕组会改善电枢绕组与场绕组之间的耦合情况，这在充电期间是有益的，但在放电期间会导致场线圈中产生更大的瞬态电流，进而产生更大的能量损耗。场线圈遭受瞬态强放电磁场和缺乏采用交轴补偿绕组意味着放电产生的瞬态磁场能够穿透场线圈，从而产生更大的损耗。

对场线圈的典型充电时间一般为 20～50ms，而放电期间产生电流脉冲的宽度通常在 5～7ms。当考虑这些充放电时间要求时，就需要合理地进行选择以既不显著减缓充电过程，又能有效补偿实施向负载的快速放电。特别当采用连续的导体屏蔽补偿筒进行补偿时，就需要合理选择补偿筒的厚度。

未补偿的脉冲交流发电机通常被作为高压脉冲发电机。这种未补偿的脉冲交流发电机方案如图 4－14 所示[28]。B 相和 C 相电枢绕组可通过开关

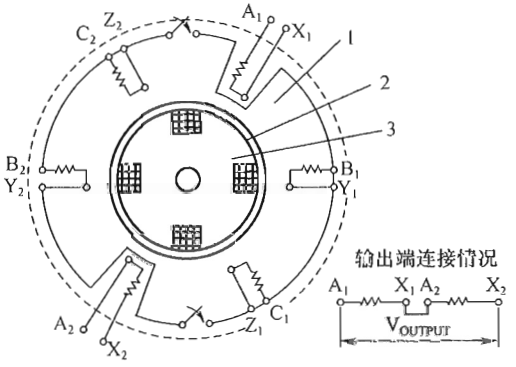


图 4－14　未补偿的高压脉冲交流发电机方案

1—定子叠压铁芯；2—四极转子；3—转子叠压铁芯

短路，高电压由 A 相电枢绕组输出。

在这种未补偿的脉冲交流发电机中，在部分电枢绕组上会产生高电压，而在电枢绕组的其余部分会产生大的短路脉冲电流。这一点不同于补偿脉冲交流发电机。在未补偿的脉冲交流发电机中，不仅消除了补偿绕组，而且没有采用任何其他抑制过电压的措施。在铁芯电机中，对于磁路部分需要采用良好的叠压结构；而在空芯电机中，它通常由低电导率的复合材料制成，因而会必然抑制过电压现象。

这种未补偿的脉冲交流发电机运行时非常类似于突然短路的非对称运行的同步发电机。在这种情况下，当磁链最大时闭合开关，电流的直流分量似乎要保持该恒定的磁链，因而在约 180° 的电角度之后短路电流将加倍。可是当三相中的两相短路时，非短路相中将产生很高的电压，这个电压通常为同步发电机额定电压的许多倍。两短路相的电枢绕组将形成一个绕组，且其轴线与另一相电枢绕组（未短路的输出电枢绕组）的轴线垂直，如图 4－15 所示[28]。当开关闭合时，B 相和 C 相电枢绕组被短路，这类似于常规的异步电机突然短路。对于两短路相中的磁通、电流、磁动势满足矢量叠加关系，其相位与 A 相的相位相差 90°，如图 4－16 所示。

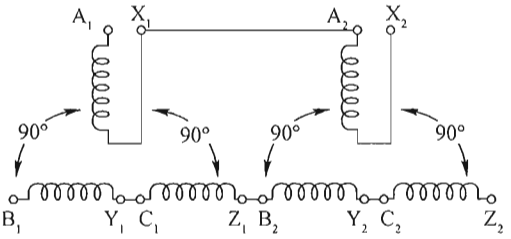


图 4－15　相电枢绕组的连接情况（电角度）

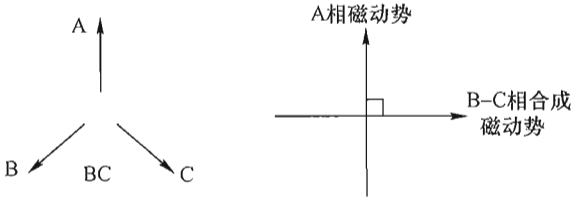


图 4－16　相电枢绕组的连接情况

如果 B－C 相的短路发生在最大励磁磁通与短路电枢绕组铰链的时刻，则将这一个位置称为第二特征位置。励磁磁通 ϕ_2（次级）包括有用的磁通 ϕ_{2u} 和漏磁通 $\phi_{2\sigma}$。为了分析问题的方便，假定主、次级绕组的匝数相等，即主、次级绕组的有用电感相等，即 $L_{1u}=L_{2u}=L_u$，则：

$$\phi_2 = \phi_{2u} + \phi_{2\sigma} = (L_{2u} + L_{2\sigma}) i_{ex} = L_u (1 + \sigma_2) i_{ex} \tag{4-30}$$

式中 σ_2——次级绕组的漏磁系数；

i_{ex}——初始励磁电流。

短路之后，当转子转过角度 α 时，即经过时间间隔 $t = \alpha/\omega$，则与主、次级绕组铰链的磁通方程为：

$$L_{1\sigma} i_1 + L_x (i_1 + i_2 \cos\alpha) = L_x i_{ex} \tag{4-31}$$

$$L_{2\sigma} i_2 + L_x (i_2 + i_1 \cos\alpha) = L_x (1 + \sigma_2) i_{ex} \tag{4-32}$$

式中 i_1，i_2——电枢绕组（定子/主级）、励磁绕组（转子/次级）中电流的瞬时值；

$L_{1\sigma}$，$L_{2\sigma}$——主、次绕组中的漏电感；

L_x——共同电感；

σ_1——电枢绕组的漏磁系数。

利用式（4-30）可得到更为简单的方程，即：

$$(1 + \sigma_1) i_1 + i_2 \cos\alpha = i_{ex} \tag{4-33}$$

$$i_1 \cos\alpha + (1 + \sigma_2) i_2 = (1 + \sigma_2) i_{ex} \tag{4-34}$$

联立式（4-33）和式（4-34），可求出主、次绕组中的电流，即：

$$i_1 = \frac{(1 + \sigma_2)(1 - \cos\alpha)}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2) - \cos^2\alpha} i_{ex} \tag{4-35}$$

$$i_2 = \frac{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2) - \cos\alpha}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2) - \cos^2\alpha} i_{ex} \tag{4-36}$$

从式（4-35）和式（4-36）可以看出，当短路之后转子转过 180° 时，即 $\cos\alpha = -1$，主、次级绕组中的电流将达到临界值。

$$i_1 = \frac{2(1 + \sigma_2)}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2) - 1} i_{ex} \approx \frac{2(1 + \sigma_2)}{\sigma_1 + \sigma_2} i_{ex} \tag{4-37}$$

$$i_2 = \frac{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2) + 1}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2) - 1} i_{ex} \approx \left(1 + \frac{2}{\sigma_1 + \sigma_2}\right) i_{ex} \tag{4-38}$$

式（4-37）和式（4-38）中的近似值是在假定漏磁系数 σ_1 和 σ_2 远小于 1 的情况下获得的。

B-C 相短路之后形成的短路绕组的轴线与高压绕组 AA′的轴线垂直，因此它们之间不存在磁耦合，短路绕组中不会产生高压。仅励磁绕组中产生高压，AA′绕组中的最大瞬时电动势为：

$$U_{max} = \left(1 + \frac{2}{\sigma}\right) \sqrt{2} U \tag{4-39}$$

式中 U——相电压的均值；

σ——漏磁比，$\sigma = \phi_\sigma / (\phi_\sigma + \phi_u)$。

4.2.4 两相被动补偿脉冲交流发电机模型及分析

这里以内转子式两相被动补偿脉冲交流发电机为例进行分析，且场线圈或励磁绕组在转子上，两相电枢绕组在静止的定子上。两相被动补偿脉冲交流发电机的结构模型如图 4－17 所示。

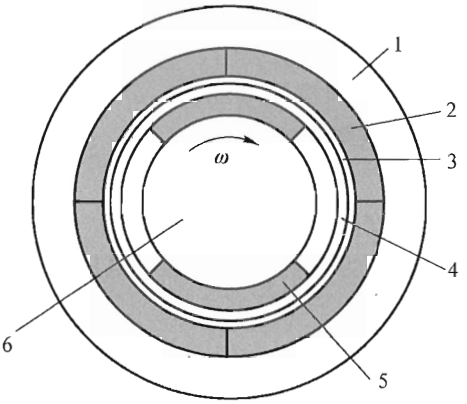


图 4－17　两相被动补偿脉冲交流发电机的结构模型

1—定子；2—电枢绕组；3—气隙；4—补偿筒；5—场线圈/励磁绕组；6—转子

为了便于建立两相被动补偿脉冲交流发电机的数学模型，现假定该发电机系统为一线性系统，不考虑铁磁材料的非线性饱和效应或认为它完全是由非铁磁性材料制成的。同时规定各绕组的轴线、电压、电流、磁链、感应电动势的正方向如下：

（1）定、转子绕组磁链的正方向均取在其自身绕组的轴线上，正电流产生正磁链。

（2）绕组内部感应电动势的正方向与其电流的正方向相同。

（3）电枢绕组和补偿绕组（补偿筒）的端电压与其电流之间符合发电机惯例，励磁绕组的端电压与其电流之间符合电动机惯例。

在被动补偿脉冲交流发电机中，补偿筒可等效应为两个相互正交的补偿支路，即交轴补偿支路和直轴补偿支路。这样，在上述规定和假定之下，可以建立如图 4－18 所示的两相被动补偿脉冲交流发电

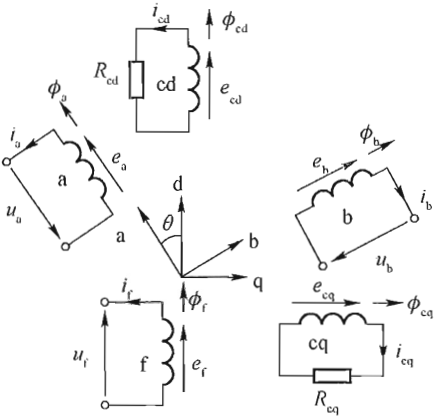


图 4－18　两相被动补偿脉冲交流发电机的电路模型

机的电路模型[29]。

图4-18中，a和b分别表示两相电枢绕组，f表示励磁绕组，cq和cd分别表示交轴等效补偿绕组和直轴等效补偿绕组。i_f、i_a、i_b、i_{cq}、i_{cd}分别表示流过励磁绕组、a相电枢绕组、b相电枢绕组、交轴补偿绕组、直轴补偿绕组中的电流；ϕ_f、ϕ_a、ϕ_b、ϕ_{cq}、ϕ_{cd}分别表示流过励磁绕组、a相电枢绕组、b相电枢绕组、交轴补偿绕组、直轴补偿绕组中电流产生的磁链；e_f、e_a、e_b、e_{cq}、e_{cd}分别表示励磁绕组、a相电枢绕组、b相电枢绕组、交轴补偿绕组、直轴补偿绕组两端的电动势；u_f表示励磁电压，u_a和u_b表示a相电枢绕组和b相电枢绕组输出的相电压；θ为a相电枢绕组轴线与直轴之间的夹角。

根据两相被动补偿脉冲交流发电机的电路模型，可以建立其相应的数学模型。这里首先给出其电压方程和磁链方程。电压方程和磁链方程可分别表示为：

$$\begin{pmatrix} u_a \\ u_b \\ 0 \\ 0 \\ u_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -R_a & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -R_b & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -R_{cd} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -R_{cq} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & R_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_a \\ i_b \\ i_{cd} \\ i_{cq} \\ i_f \end{pmatrix} + \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} -\phi_a \\ -\phi_b \\ -\phi_{cd} \\ -\phi_{cq} \\ \phi_f \end{pmatrix} \tag{4-40}$$

$$\begin{pmatrix} \phi_a \\ \phi_b \\ \phi_{cd} \\ \phi_{cq} \\ \phi_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_a & 0 & M_{acd} & M_{acq} & M_{af} \\ 0 & L_b & M_{bcd} & M_{bcq} & M_{bf} \\ M_{cda} & M_{cdb} & L_{cd} & 0 & M_{fcd} \\ M_{cqa} & M_{cqb} & 0 & L_{cq} & 0 \\ M_{fa} & M_{fb} & M_{fcd} & 0 & L_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_a \\ i_b \\ i_{cd} \\ i_{cq} \\ i_f \end{pmatrix} \tag{4-41}$$

式中 R_a，L_a——a相电枢绕组的电阻和自感；

R_b，L_b——b相电枢绕组的电阻和自感；

R_{cd}，L_{cd}——直轴补偿绕组的电阻和自感；

R_{cq}，L_{cq}——交轴补偿绕组的电阻和自感；

R_f，L_f——励磁绕组的电阻和自感；

M_{acd}，M_{acq}和M_{af}——a相电枢绕组与直轴补偿绕组、交轴补偿绕组、励磁绕组之间的互感；

M_{bcd}，M_{bcq}和M_{bf}——b相电枢绕组与直轴补偿绕组、交轴补偿绕组、励磁绕组之间的互感；

M_{fcd}——励磁绕组和直轴补偿绕组之间的互感。

由于各绕组电流产生的磁通均包括交链磁通和漏磁通，所以各绕组的

自感也由两部分组成，即由绕组的漏电感和交链磁通对应的电感。对于隐极转场式发电机来说，各绕组的电感为常数。直轴和交轴等效补偿绕组与励磁绕组间的互感也为常数。电枢绕组与励磁绕组间的互感以及电枢绕组与交、直轴等效补偿绕组间的互感均为转子位置的函数。不妨将其表示为：

$$M_{af}=M_{afm}\cos\theta, M_{bf}=M_{bfm}\sin\theta \tag{4-42}$$

$$M_{acd}=M_{acdm}\cos\theta, M_{bcd}=M_{bcdm}\sin\theta \tag{4-43}$$

$$M_{acq}=-M_{acqm}\sin\theta, M_{bcq}=M_{bcqm}\cos\theta \tag{4-44}$$

在 a 相、b 相电枢绕组匝数相等的情况下，$M_{afm}=M_{bfm}$；在交、直轴等效补偿绕组匝数相等的情况下，$M_{acdm}=M_{acqm}$，$M_{bcdm}=M_{bcqm}$。

对于被动补偿脉冲交流发电机而言，当补偿筒的电导率无穷大时，电枢反应磁场完全被补偿筒内涡流产生的磁场抵消，此时直轴和交轴等效补偿绕组均满足磁链守恒，即：

$$M_{acd}i_a+M_{bcd}i_b+L_{cd}i_{cd}=0 \tag{4-45}$$

$$M_{acq}i_a+M_{bcq}i_b+L_{cq}i_{cq}=0 \tag{4-46}$$

由式（4-45）和式（4-46）可得：

$$i_{cd}=-\frac{M_{acd}i_a+M_{bcd}i_b}{L_{cd}} \tag{4-47}$$

$$i_{cq}=-\frac{M_{acd}i_a+M_{bcd}i_b}{L_{cq}} \tag{4-48}$$

将式（4-47）和式（4-48）代入式（4-41），同时令 $L_a=L_{a\sigma}+L_{at}$，$L_b=L_{b\sigma}+L_{bt}$得：

$$\phi_a=i_aL_{a\sigma}+i_a\left(L_{at}-\frac{M_{acd}^2}{L_{cd}}-\frac{M_{acq}^2}{L_{cq}}\right)-i_b\left(\frac{M_{acd}M_{bcd}}{L_{cd}}+\frac{M_{acq}M_{bcq}}{L_{cq}}\right)+M_{af}i_f \tag{4-49}$$

$$\phi_b=i_bL_{b\sigma}+i_b\left(L_{bt}-\frac{M_{bcd}^2}{L_{cd}}-\frac{M_{bcq}^2}{L_{cq}}\right)-i_a\left(\frac{M_{acd}M_{bcd}}{L_{cd}}+\frac{M_{acq}M_{bcq}}{L_{cq}}\right)+M_{bf}i_f \tag{4-50}$$

式中 $L_{a\sigma}$，$L_{b\sigma}$——a 相和 b 相电枢绕组的漏电感；

L_{at}，L_{bt}——a 相和 b 相电枢绕组交链磁通所对应的电感。

对于隐极电机来说，绕组电感及互感之间应满足下面的关系式：

$$\frac{L_{at}}{w_a^2}=\frac{M_{acdm}}{w_aw_c}=\frac{M_{acqm}}{w_aw_c}=\frac{L_{cdt}}{w_c^2}=\frac{L_{cqt}}{w_c^2} \tag{4-51}$$

$$\frac{L_{bt}}{w_b^2}=\frac{M_{bcdm}}{w_bw_c}=\frac{M_{bcqm}}{w_bw_c}=\frac{L_{cdt}}{w_c^2}=\frac{L_{cqt}}{w_c^2} \tag{4-52}$$

式中 w——各绕组的匝数。

结合式（4－51）、式（4－52）及式（4－43）、式（4－44）等对式（4－49）和式（4－50）进一步进行整理可得：

$$\phi_a = i_a L_{aeq} + i_f M_{af} \tag{4-53}$$

$$\phi_b = i_b L_{beq} + i_f M_{bf} \tag{4-54}$$

式中 $L_{aeq} = L_{a\sigma} + L_{al} L_{acq} / (L_{al} + L_{acq})$；

$L_{beq} = L_{b\sigma} + L_{bl} L_{beq} / (L_{bl} + L_{beq})$；

$L_{ac\sigma}$——直轴绕组折算到 a 相电枢绕组的等效补偿漏电感，$L_{ac\sigma} = L_{cd\sigma} w_a 2 / w_c 2$；

$L_{bc\sigma}$——直轴绕组折算到 b 相电枢绕组的等效补偿漏电感，$L_{bc\sigma} = L_{cd\sigma} w_b 2 / w_c 2$。

将式（4－53）和式（4－54）代入式（4－40），同时考虑采用恒流源励磁以及电枢绕组与励磁绕组之间的互感关系，则有：

$$u_a = -L_{aeq} \frac{di_a}{dt} - i_f \frac{dM_{af}}{dt} - R_a i_a \tag{4-55}$$

$$u_b = -L_{beq} \frac{di_b}{dt} - i_f \frac{dM_{bf}}{dt} - R_b i_b \tag{4-56}$$

对式（4－55）和式（4－56）进一步整理可得：

$$\frac{di_a}{dt} = \frac{1}{L_{aeq}} (\omega i_f M_{afm} \sin\theta - i_a R_a - u_a) \tag{4-57}$$

$$\frac{di_b}{dt} = \frac{1}{L_{beq}} [\omega i_f M_{bfm} \sin(\theta - \frac{\pi}{2}) - i_a R_a - u_a] \tag{4-58}$$

式中 ω——角速度，$\omega = d\theta / dt$。

若两相被动补偿脉冲交流发电机空载运行的电角速度为 ω_0，则 a 相电枢绕组和 b 相电枢绕组两端的空载电压幅值分别为：

$$E_{a_0} = M_{afm} i_f \omega_0 \tag{4-59}$$

$$E_{b_0} = M_{bfm} i_f \omega_0 \tag{4-60}$$

将式（4－59）和式（4－60）分别代入式（4－57）和式（4－58），便可得到两相被动补偿脉冲交流发电机输出的电流表达式，即：

$$\frac{di_a}{dt} = \frac{1}{L_{aeq}} (\frac{E_{a_0} \omega}{\omega_0} \sin\theta - i_a R_a - u_a) \tag{4-61}$$

$$\frac{di_b}{dt} = \frac{1}{L_{beq}} [\frac{E_{b_0} \omega}{\omega_0} \sin(\theta - \frac{\pi}{2}) - i_b R_a - u_b] \tag{4-62}$$

将式（4－61）和式（4－62）分别乘以 i_a 和 i_b，然后再将两式相加，经整理再除以转子机械角速度 ω_{mec}，即可得到发电机工作时的电磁转矩 T_{em}：

$$T_{em} = \frac{p}{\omega_0} [i_a E_{a_0} \sin\theta + i_b E_{b_0} \sin(\theta - \frac{\pi}{2})] \tag{4-63}$$

式中 p——发电机的极对数。

两相被动补偿脉冲发电机的转矩平衡方程为：

$$T_a - T_0 - T_{em} = J\frac{d\omega_{mec}}{dt} \tag{4-64}$$

式中 T_a——原动机的输入转矩；

T_0——空载转矩；

J——转子的转动惯量。

将电磁转矩的表达式代入式（4-64），并根据机械角速度和电角速的关系可得：

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{p}{J}\left[T_a - T_0 - \frac{pi_a E_{a_0}\sin\theta}{\omega_0} - \frac{pi_b E_{b_0}\sin\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)}{\omega_0}\right] \tag{4-65}$$

这样，式（4-61）、式（4-62）和式（4-65）就构成了描述两相被动补偿脉冲交流发电机动态工作的数学模型。对于给定各变量的初始条件，按四阶龙格-库塔法即可对该数学模型进行数值求解。需要说明的是：该数学模型是针对两相电枢绕组不等匝正交且两相均有电流的情况下推导出来的，本身已隐含了对换相过程的考虑。以电阻负载 R_L 为例，设 a 相空载电压超前 b 相 90°，则 a 相和 b 相将依次向负载放电。在换相期间，这两相中的晶闸管开关均处于导通状态，但 a 相中的电流随时间逐渐减小，而 b 相中的电流随时间逐渐增大，当 a 相电流等于零时，a 相中的晶闸管开关应断开，换相过程结束。若忽略晶闸管开关上的压降，则两相被动补偿脉冲交流发电机换相过程中的电流为：

$$\frac{di_a}{dt} = \frac{1}{L_{acq}}\left[\frac{E_{a_0}\omega}{\omega_0}\sin\theta - i_a(R_a + R_L) - i_b R_L\right]$$

$$\frac{di_b}{dt} = \frac{1}{L_{beq}}\left[\frac{E_{b_0}\omega}{\omega_0}\sin\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) - i_b(R_a + R_L) - i_a R_L\right]$$

4.2.5 补偿脉冲交流发电机脉冲成形机理及分析

为了说明补偿脉冲交流发电机的脉冲成形机理，这里以图 4-19 所示的补偿脉冲交流发电机为例进行说明。从图 4-19a 中可以看出，它具有短路补偿绕组，因此实际上属于选择被动补偿脉冲交流发电机；而图 4-19b 所示的补偿脉冲交流发电机则采用了不连续的导体屏蔽体[32]。

根据前面补偿脉冲交流发电机电枢绕组等效电感的分析，在驱动轨道炮等负载的情况下，电枢支路中总电感可改写为：

$$L = L_1 - \Delta L(2\omega t - 2\varphi) \tag{4-66}$$

其中，L_1 包括电枢绕组等效电感表达式中的常量和电枢支路中其他的电感常量。在下面的分析过程中忽略电枢支路中的电阻分量。之所以忽略电阻

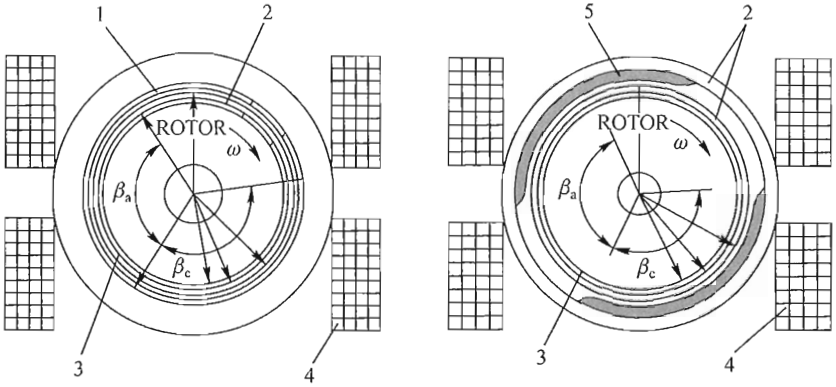


图 4－19　两种不同结构的补偿脉冲交流发电机

a）采用短路补偿绕组；b）采用非连续的屏蔽体

1—补偿绕组；2—复合固缚体；3—电枢绕组；4—场线圈；5—补偿屏蔽体

分量是因为当补偿脉冲交流发电机工作在高频时，电流脉冲的作用周期比电枢支路中电流衰减的时间常数更小。补偿脉冲交流发电机上产生的电压可表示为：

$$u(t) = U_m \sin(\omega t - \phi) \tag{4-67}$$

结合电枢支路，可写出其相应的电压方程，即：

$$\frac{\mathrm{d}(Li)}{\mathrm{d}t} = U_m \sin(\omega t - \phi) \tag{4-68}$$

对式（4－68）进行求解，可求出电流，即：

$$i(t) = \frac{U_m}{\omega L}[\cos\phi - \cos(\omega t - \phi)] \tag{4-69}$$

结合初始条件（$t=0$ 时 $i=0$），从而电流的表达式可修改为：

$$i(t) = \frac{U_m[\cos\phi - \cos(\omega t - \phi)]}{\omega L_1\left[1 - \frac{\Delta L}{L_1}\cos(2\omega t - 2\varphi)\right]} \tag{4-70}$$

式（4－70）等号右边分母中方括号内的负一次方可用幂级数展开，即：

$$[1 - C_{RD}\cos(2\omega t - 2\varphi)]^{-1} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} C_{RD}^n \cos^n(2\omega t - 2\varphi)$$

式中　C_{RD}——差分压缩比，$C_{RD} = \Delta L / L_1$。

利用三角恒等式，上式可进一步表示为：

$$[1-C_{RD}\cos(2\omega t-2\varphi)]^{-1}\approx(1+\frac{1}{2}C_{RD}^2+\frac{3}{8}C_{RD}^4)+$$

$$(C_{RD}+\frac{3}{4}C_{RD}^3+\frac{5}{8}C_{RD}^5)\cos(2\omega t-2\varphi)+(\frac{C_{RD}^2+C_{RD}^4}{2})\cos(4\omega t-4\varphi)+$$

$$(\frac{1}{4}C_{RD}^3+\frac{5}{16}C_{RD}^5)\cos(6\omega t-6\varphi)+\frac{1}{8}C_{RD}^4\cos(8\omega t-8\varphi)+\frac{1}{16}C_{RD}^5\cos(10\omega t-10\varphi)$$

因此，电流的表达式可近似表示为：

$$i(t)\approx\frac{U_m}{\omega L_1}[\cos\phi-\cos(\omega t-\phi)][A_0+A_2\cos(2\omega t-2\phi)+A_4\cos(4\omega t-4\phi)+A_6\cos(6\omega t-6\phi)+A_8\cos(8\omega t-8\phi)+A_{10}\cos(10\omega t-10\phi)] \tag{4-71}$$

其中，$A_0=1+\frac{1}{2}C_{RD}^2+\frac{3}{8}C_{RD}^4$，$A_2=C_{RD}+\frac{3}{4}C_{RD}^3+\frac{5}{8}C_{RD}^5$，$A_4=\frac{C_{RD}^2+C_{RD}^4}{2}$，$A_6=\frac{1}{4}C_{RD}^3+\frac{5}{16}C_{RD}^5$，$A_8=\frac{1}{8}C_{RD}^4$，$A_{10}=\frac{1}{16}C_{RD}^5$。

式（4-71）表明：电流波形中包含有高次谐波，且高次谐波的幅值主要取决于差分压缩比以及相位角 ϕ 和 φ。这个表达式构成了分析电流脉冲波形的基础。下面考虑两种特定情况。

情况一：电流脉冲始于正峰值电压时刻，即 $\phi=90°$；而电流起始时刻电枢支路中的电感最小，即 $\varphi=0°$。在这种特定情况下，改变差分压缩比时对应的归一化电流脉冲波形如图4-20a所示。从图中可以看出：当差分压缩比较小时，由于高次谐波分量的幅值较小，所以电流脉冲波形接近正弦波形。

情况二：电流脉冲始于零电压时刻，即 $\phi=0°$；电流起始时刻，令电枢支路中的电感较小，接近其最小值，约有 $\varphi=68°$。图4-20b给出了不同差分压缩比所对应的归一化的电流脉冲波形。利用该图可分析补偿脉冲交流发电机驱动轨道炮时是如何获得平顶电流脉冲的。为了分析问题方便，分析过程中仅将发电机的电感作为唯一变量。对于轨道炮而言，其工作过程中由于电感和反电动势的增大，所以其阻抗也会相应增大。当驱动轨道炮时，对应于图4-20b中差分压缩比为0.33的电流曲线，在该电流脉冲后1/4周期期间的第二个电流波峰将变得平坦（由于轨道炮阻抗的增大）。

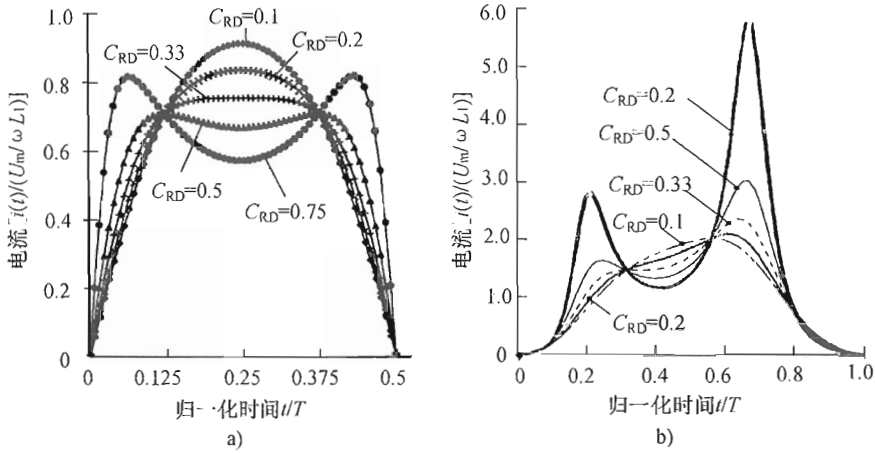


图 4－20　不同情况下电流脉冲波形

a）情况一；b）情况二

式（4－23）所给出的电枢绕组等效电感的表达式实际上是一种近似计算，它仅考虑了基波分量。对于图 4－19a 所示的采用短路补偿绕组的补偿脉冲交流发电机而言，高次谐波对电流脉冲成形有较小的影响。之所以如此主要是因为高次谐波分量的幅值很小。可是对于图 4－19b 所示的采用非连续补偿屏蔽体的补偿脉冲交流发电机而言，高次谐波分量的幅值相对较大，因此不可忽略高次谐波分量对电流脉冲成形的影响。图 4－21 说明了三种补偿脉冲交流发电机电枢绕组电感的变化情况。这三种补偿脉冲交流发电机分别采用了叠绕式补偿绕组、独立的短路匝式补偿绕组和非连续补偿屏蔽体，但它们所采用的电枢绕组完全相同。电枢绕组对应的 $\beta_a = 150°$，补偿绕组对应的 $\beta_c = 150°$，非均匀补偿屏蔽体对应的 $\beta_c = 120°$。

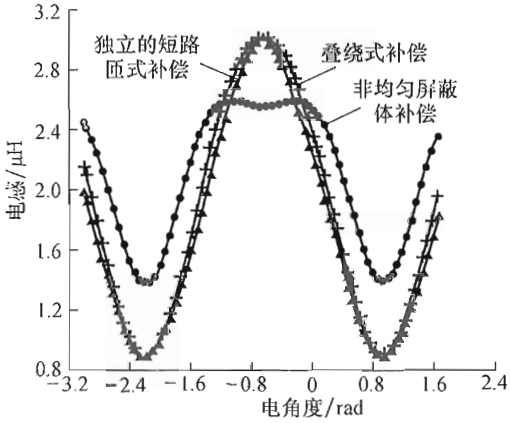


图 4－21　三种不同补偿方式时发电机电枢等效电感的变化曲线

图4－21表明：采用叠绕式补偿绕组和独立的短路匝式补偿绕组时，电枢等效电感之间的差异较小，且电感以接近正弦的规律变化；采用非连续屏蔽体补偿时，电感变化的幅值相对绕组补偿时要小，且不以正弦规律变化。这就意味着采用非连续屏蔽体补偿时，高次谐波分量的作用更为突出，差分压缩比相对较小。采用非连续补偿屏蔽体时，因$\beta_c < \beta_a$，所以电枢绕组不能完全被补偿，导致电枢绕组等效电感的最小值相对较大。增大非连续补偿屏蔽体的角向长度，可减小电枢绕组等效电感的最小值，但也会使等效电感的最大值变小，从而有可能使差分压缩比保持不变。采用补偿绕组时，磁通可穿过补偿绕组，而采用非连续屏蔽体补偿时，磁通不能穿过屏蔽体，具体的磁通的分布情况如图4－22所示。

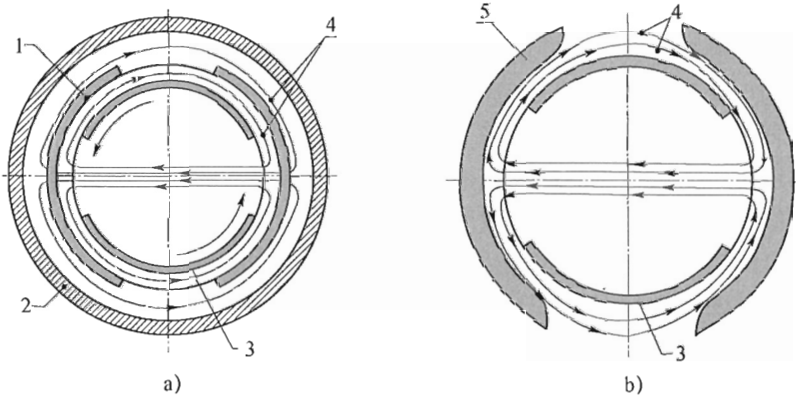


图4－22　不同补偿方式时磁通的分布

a）绕组补偿；b）非连续的补偿体

1—补偿绕组；2—定子；3—电枢绕组；4—磁通线；5—非连续的补偿屏蔽体

对于采用非连续屏蔽体的补偿脉冲交流发电机而言，要想获得要求的差分压缩比，需要减小电枢绕组的角向长度。这意味着功率水平和电枢绕组导体径向厚度相同的情况下，采用非连续屏蔽体补偿的脉冲交流发电机内将产生更高的机械应力和热应力。

4.3　9MJ轨道炮试验验证用补偿脉冲交流发电机

美国德克萨斯大学高技术研究所曾研制了两个选择被动补偿脉冲交流发电机（一个较大，一个较小），并将其用于驱动轨道炮的试验研究。较

小的选择被动补偿脉冲交流发电机的质量为750kg，输出电压为2.25kV，输出电流脉冲峰值为386kA，峰值功率达700MW，且可以400Hz的重复频率运行[31,32]。较大的选择被动补偿脉冲发电机的质量为17000kg，输出电压为5.8kV，输出电流脉冲峰值为3.2MA，其工作时惯性储能可达210MJ，每个电流脉冲能向负载传递36MJ的能量，峰值功率达20GW。该较大的选择被动补偿脉冲交流发电机在试验时用于驱动9MJ的轨道炮。他们在研究过程中除采用新的补偿技术来优化驱动电流波形之外，还努力将发电机的功率密度提高到了1MW/kg。为了提高发电机的功率密度，在设计过程中发电机的转子和定子没有采用传统的铁磁材料，而是采用了高强度、低密度复合材料。这一变化使得需要显著增大发电机的励磁功率。在上述的这两个选择被动补偿脉冲交流发电机中均包含有独立的电枢绕组以实现场绕组的自激。

9MJ轨道炮试验验证用补偿脉冲交流发电机采用了选择被动补偿方式，其结构上采用了内转子-外定子式的拓扑结构，电枢绕组在转子上，场线圈和补偿绕组在定子上。转子上的电枢绕组有两个：一个为实际的电枢绕组，用于产生大电流驱动导轨炮；另一个电枢绕组被称之为励磁绕组，其输出经整流之后可反馈至场线圈，构成自激方式。发电机轴上安装两套电刷-滑环装置，用于输出电枢绕组中的电流。该补偿脉冲交流发电机定子、转子的截面结构如图4-23和图4-24所示[32]。

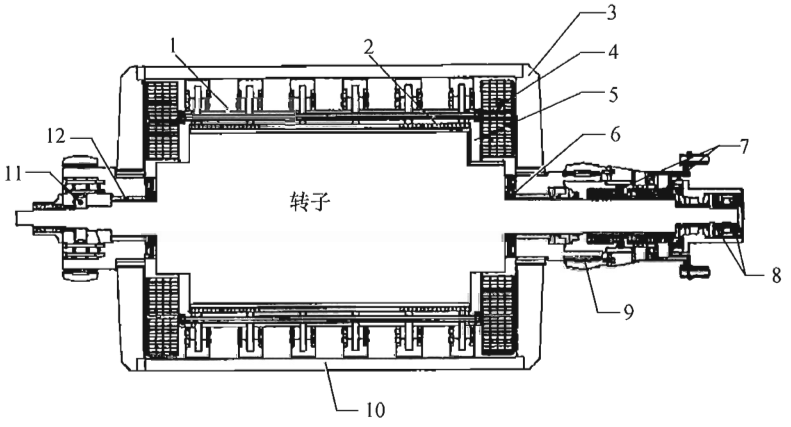


图4-23　补偿脉冲交流发电机定子的截面结构示意图

1—叠压定子；2—补偿绕组；3—主定子端板；4—场线圈端匝；5—补偿端板；6—轴承密封；7—主电刷；8—场励磁电刷；9—定子安装轴承；10—定子外壳；11—推力轴承；12—径向轴承

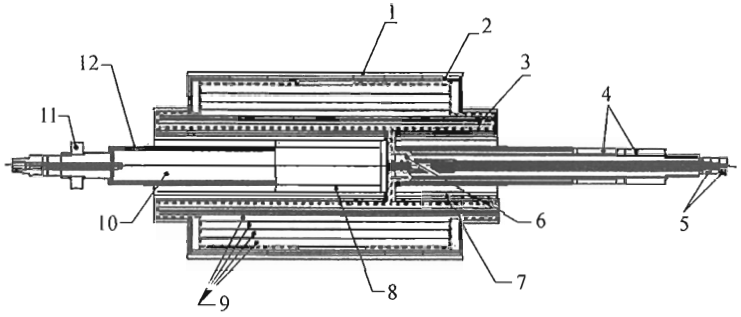


图 4－24　补偿脉冲交流发电机转子的截面结构示意图

1—电枢加固结构；2—电枢绕组；3—励磁绕组；4—输出电刷滑环；
5—励磁电刷滑环；6—电枢过渡导体路径；7—复合轴环；
8—飞轮支撑环；9—飞轮环；10—推力端杆；
11—推力轴承；12—径向轴承

补偿绕组的支撑结构由 1.21mm 厚的不锈钢片粘结叠压而成，以减小其内部的涡流损耗。补偿绕组为 2 极补偿绕组，每极补偿绕组由 26 个短路匝（短路匝由铝编制线制成，被置于支撑结构的槽内）构成。励磁绕组被安装于轴与飞轮之间，该绕组为两极绕组，且与主电枢绕组之间存在 90° 的相位差，以避免两者之间的耦合。每极励磁绕组均为 12 匝，且这两极励磁绕组串联连接以提高其输出峰值电压，缩短场线圈的充电时间。在不采取有效冷却措施的情况下，选择绕组导线以使其能完成 9 次连续充电，每个充电周期内绕组导体的温度升高 15°C。主电枢绕组也为两极绕组，每极绕组 6 匝，且这两极绕组并联连接以使电枢绕组导体内的电流为发电机输出电流的一半。飞轮由复合材料环（复合材料环为石墨和 S－玻璃增强复合结构）通过过盈配合而制成。对于转子部分，其没有采用铁磁材料，因此构成了空芯结构。场线圈也为两极绕组，每极绕组的匝数为 70 匝，峰值励磁时的磁动势约 5.8MA。场线圈外围的支撑结构由铝材制成。场线圈外围的支撑结构一方面可为场线圈提供支撑作用，另一方面还可屏蔽电枢绕组向负载放电期间产生的瞬态磁场对场线圈造成的干扰作用。发电机中的磁场储能可达 40MJ，发射完成后发电机中储存的磁能可被转子回收。每个充电周期内，场线圈内的欧姆损耗约为 6MJ，相应地场线圈的温度仅升高 3℃，因此不需对场线圈采取冷却措施。

该补偿脉冲交流发电机尽管采用了自激工作方式，但是其开始工作时仍需有起始励磁电源，用于启动自激。在该补偿脉冲交流发电机的研究过程中，采用已充电的电容器作为启动励磁源。该补偿脉冲交流发电机工作之前，首先应对启动励磁电容器充电，并用原动机拖动发电机至其额定转

速；然后使励磁绕组回路中的电刷落下，接通回路使启动电容器对场线圈放电，同时用于励磁的电枢绕组的输出经整流后反馈给场线圈构成正反馈，构成自激。启动电容器开始放电 0.25s 时，场线圈中的励磁电流将达到 42kA，此时使主电枢回路中的电刷落下，接通主放电回路，从而主电枢绕组向轨道炮负载馈电。

该补偿脉冲交流发电机的相关性能参数如表 4－1 所示[33]。

表 4－1　补偿脉冲交流发电机的性能参数

转子速度	8250r/min	最大放电转矩	21.3MN·m	电枢电流峰值	3.2MA
转子储能	200MJ	平均电枢剪切应力	7.5MPa	发电机质量	18500kg
气隙径向磁密峰值	2.4T	励磁电枢电压	17kV	转子质量	4500kg
电枢电压峰值	5.8kV	励磁电流峰值	42kA	极对数	1

该补偿脉冲交流发电机驱动 9MJ 轨道炮的输出电流脉冲及补偿绕组中的补偿电流波形如图 4－25 所示[33]。

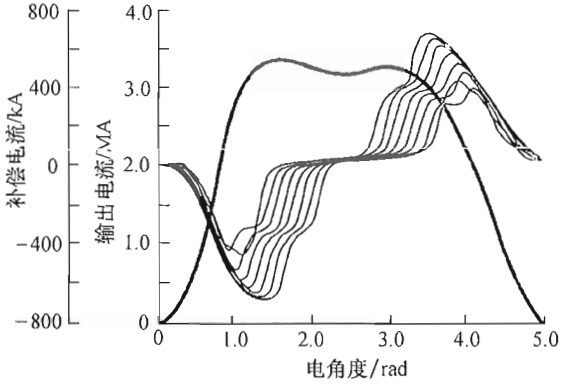


图 4－25　补偿脉冲交流发电机输出电流及补偿电流波形

对于这种拓扑结构的选择被动补偿脉冲交流发电机而言，其工作过程中补偿绕组会受到径向向内电磁力的作用。下面对其工作过程中补偿绕组所受电磁力的情况进行说明。图 4－26a 和图 4－26b 分别给出了 800μs 和 1.5ms 时转子所处的位置（注：电枢绕组开始向负载放电之后的 800μs 和 1.5ms）[28]。

当转子处于图 4－26a 所示的位置时，电枢绕组的电感最小，且由于电枢绕组与补偿绕组之间磁场的切向分量比补偿绕组及其支撑结构之间磁场的切向分量大，因此，补偿绕组受到的径向电磁力向外；而当转子处于图 4－26b 所处的位置时，电枢绕组间隔处且处于补偿绕组下面部位的磁场主要为径向磁场，因此补偿绕组的这一部位会受到径向向内电磁力的作用。

图4－27所示为1.5ms时不同位置处的补偿绕组所受径向力的分布情况。

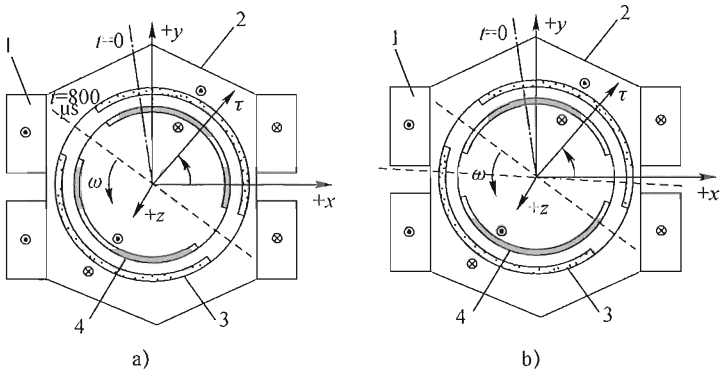
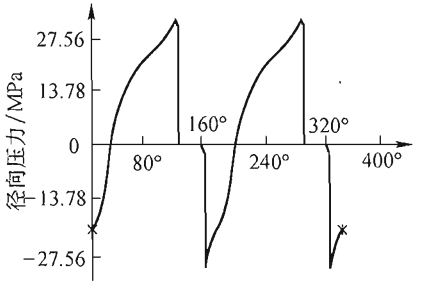


图4－26 转子于不同时刻的位置

a）800μs；b）1.5ms

1—场线圈；2—支撑结构；3—补偿绕组；4—电枢绕组



4－27 1.5ms时不同位置处的补偿绕组所受径向力分布情况

为了减小补偿绕组所受径向向内电磁力的作用，可采用两种方法。一是采用外转子式拓扑结构，如图4－28所示[28]。电枢绕组在转子上，补偿绕组和场线圈在定子上。补偿绕组外围可用高强度的复合材料加以固缚，从而可防止其受到径向向外电磁力的作用。二是将补偿绕组设计成各自独立的短路匝的形式，而不采用叠绕方式。这种方法可避免每匝补偿绕组中流过相同的补偿电流，可使每匝补偿绕组线圈中流过的补偿电流的峰值大小和脉冲宽度存在一定差异，具体的补偿电流波形见图4－25。各短路补偿匝内补偿电流的大小和脉冲宽度主要取决于补偿绕组匝与电枢绕组之间的耦合情况。补偿匝越接近极间间隙，则其内部补偿电流的峰值越小，脉冲宽度越窄，因而可显著减小该处补偿绕组所受径向向内电磁力的作用。图4－29所示为采用独立的短路补偿匝时，其所受径向电磁力的情况。

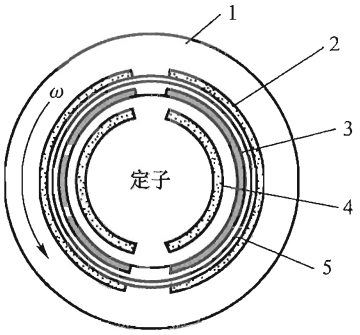


图 4－28　外转子式选择被动补偿脉冲交流发电机截面示意图

1—转子；2—电枢绕组；3—补偿绕组；4—场线圈；5—固缚体

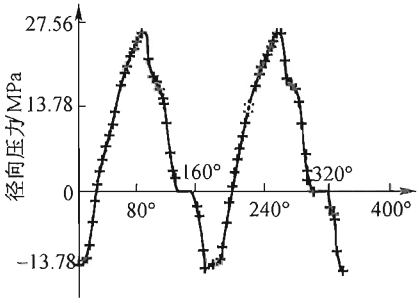


图 4－29　补偿绕组采用独立短路匝时所受径向力分布

4.4　轨道炮对脉冲交流发电机输出特性的要求

简单轨道炮通常由两条平行的金属导轨构成，被加速的电枢及弹丸处于这两条导轨之间。当电流流过由导轨和电枢构成的轨道炮回路时，将在导轨之间产生磁场，从而载有电流的电枢会在该磁场的作用下被加速。为了在轨道炮的加速过程中获得最有效的加速，并使加速过程均匀（加速度保持恒定），则适宜驱动轨道炮的最佳电流应为恒定电流或近似恒定的电流。这就要求驱动电源的输出电压在开始时应是很大的，以确保输出电流以尽可能快的上升速率上升并达到想要的电流水平。理想情况下，轨道炮对脉冲交流发电机输出电压、电流波形的要求如图 4－30 所示[25]。

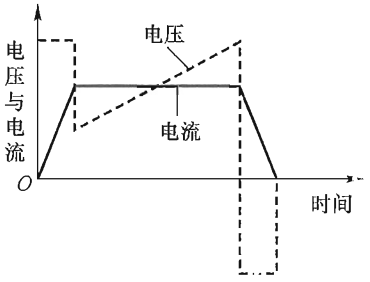


图 4－30　理想情况下轨道炮中的驱动电压和驱动电流波形

输出电流上升的速率受加速度对时间变化速率的限制。一旦输出电流

达到想要的电流水平，则必须减小脉冲交流发电机的输出电压以保持输出电流恒定。此后，随着电枢及弹丸运动速度的增加，电枢内的反电动势不断增大，则脉冲交流发电机的输出电压也必须相应增大以保持输出电流恒定。在轨道炮设计过程中面临的一个难题是如果轨道炮工作时驱动电流一直保持恒定，则在发射过程结束时轨道炮中储存的磁能将等于电枢及弹丸所获得的动能。从效率的角度来说，这显然是不可接受的。因为储存在轨道炮中的剩留磁能将主要以炮口电弧的形式被损耗掉，这不仅会引起轨道炮的损坏，而且还会对发射出去的弹丸产生干扰作用。理想情况下，驱动电压或脉冲交流发电机的输出电压应在弹丸脱离轨道炮的瞬间反向，从而回收轨道炮中储存的剩留磁能。

第5章　利用化学能的电磁动能武器电源技术

由于化学能具有非常高的储能密度，如炸药的储能密度可达4MJ/kg，所以可利用炸药等含能材料所储存的化学能作为初始储能来研制电磁动能武器电源。目前，利用化学能工作的脉冲功率装置已经受到人们的广泛关注，特别是利用炸药爆炸驱动的磁通压缩发电机及脉冲磁流体发电机。本章主要介绍利用化学能工作的电磁动能武器电源技术，特别是炸药爆炸驱动的磁通压缩发电机和脉冲磁流体发电机原理及应用等。

5.1　磁通压缩发生器

磁通压缩发生器（Magnetic Flux Compress Generator，MFCG）是一种高能量和大功率的脉冲发生装置，其输出功率已达10^{12}W量级，且将来有望达到10^{13}W量级，可输出微秒至毫秒量级的兆安级脉冲大电流[22]。因此，磁通压缩发生器在军事和科学研究领域均具有十分重要的应用。目前，磁通压缩发生器已经被用于电磁发射、聚爆等离子体、等离子体焦点、强脉冲电磁辐射、泵浦准分子激光、产生强磁场和激励二极管以产生强流电子束等方面。

由于炸药具有极高的能量密度，所以当采用高能炸药来驱动磁通压缩发生器时，可显著减小磁通压缩发生器的体积，提高其能量密度。例如，美国桑迪亚国家实验室建造的632型磁通压缩发生器，其直径约1m，长3m，可装290kg硝基甲烷炸药，输出电流可达37MA，能量约42MJ，功率达1TW。

对于磁通压缩发生器而言，可从不同的角度对其进行分类。如果依据工作原理，则可将其分为减小电感的变形式磁通压缩发生器和增大互感的排斥式磁通压缩发生器；如果根据所使用的燃料来分，则又可将其分为炸药驱动的磁通压缩发生器、气体燃烧驱动的磁通压缩发生器和火箭推进剂驱动的磁通压缩发生器；从是否可重复使用的角度来分又可将其分为一次

性使用的磁通压缩发生器和可重复使用的磁通压缩发生器。变形式磁通压缩发生器是通过某些方法改变磁通压缩发生器的几何形状，从而使其电感变小，例如，用外力驱动与发生器电感回路接触的电枢向前运动，或者用炸药爆炸压缩发生器。排斥式磁通压缩发生器通常采用一个导电良好的壳体（活塞或炮弹）快速穿过已具有初始磁通的线圈，在壳体内感应出一反向电流，该电流产生的磁通排斥原磁通，使壳体和线圈间的互感增大，导致发生器系统等效电感减小。

5.1.1 磁通压缩发生器的基本工作原理

磁通压缩发生器的基本工作原理是基于磁场的冻结与压缩原理。1942年，阿耳芬提出了磁场冻结效应，即在完全导电的流体内磁力线将被冻结在流体内。依据磁场冻结效应可知，通过运动的理想导电流体中的任意一个闭合回路中的磁通是守恒的。磁场冻结效应也适用于导电性能良好的固态导体，即在良导体回路内的磁通，不管回路形状如何变化，其总是守恒的。磁场冻结与压缩原理如图5－1所示[22]。

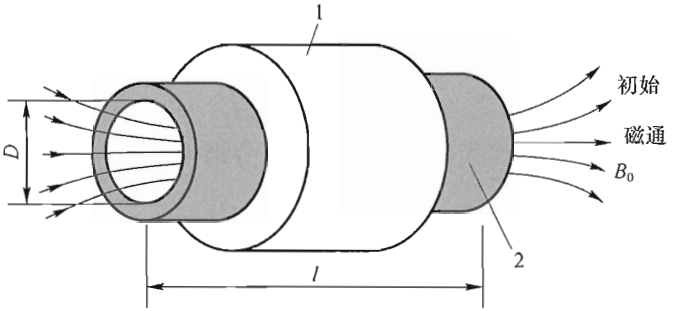


图5－1 磁场冻结与压缩原理
1—炸药；2—金属圆筒

假设图5－1所示的横截面为A、直径为D的良导体金属筒内具有初始磁通$\phi_0 = B_0 A$，B_0为磁感应强度，则此时金属圆筒内储存的磁能为：

$$W_0 = V_0 \frac{B_0^2}{2\mu_0} = \left(\frac{\pi D^2 l}{4}\right)\frac{B_0^2}{2\mu_0} \tag{5-1}$$

式中 V_0——金属圆筒的体积；

l——金属圆筒的长度。

现起爆金属圆筒外围的炸药，利用炸药爆炸的外力向内压缩金属圆筒至其直径变为d，金属圆筒内的磁感应强度将变为：

$$B = B_0\left(\frac{D}{d}\right)^2 \tag{5-2}$$

金属圆筒内的磁感应强度之所以变为式（5－2），主要是因为在金属圆筒被向内压缩的过程中，其内部的磁通是守恒的，即：

$$\phi = \int_{A_1}^{A_2} B \cdot \mathrm{d}A = 常数 \tag{5-3}$$

式（5－3）很容易被证明。因为导体内的电场为无旋场，电场强度沿任一闭合回路的线积分恒等于零，即：

$$\oint_L E \cdot \mathrm{d}L = -\frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \tag{5-4}$$

式中 L——导体内所取的任一闭合回路的路径。

$-\partial\phi/\partial t = 0$ 意味着穿过金属筒内的磁通为常数，即金属圆筒在压缩过程中其内部的磁通是守恒的。若金属圆筒被压缩后其体积变为 V_f，则其内部的磁场储能变为：

$$W_f = V_f \frac{B^2}{2\mu_0} = \left(\frac{\pi D^2 l}{4}\right)\frac{B_0^2}{2\mu_0}\left(\frac{D}{d}\right)^2 \tag{5-5}$$

比较式（5－1）和式（5－5）可以发现，当金属圆筒被外力压缩时其内部磁场储能变为压缩前的 $(D/d)^2$ 倍。设压缩前金属圆筒的电感为 L_0，流过的电流为 I_0，压缩后金属圆筒的电感为 L_f，流过的电流为 I_f，则根据磁通守恒可知：

$$\phi_0 = L_0 I_0 = \phi_f = L_f I_f \tag{5-6}$$

爆炸压缩前后金属筒内储存的磁能还可分别表示为：

$$W_0 = \frac{1}{2} L_0 I_0^2, W_f = \frac{1}{2} L_f I_f^2 \tag{5-7}$$

利用式（5－6）和式（5－7），可得：

$$W_f = W_0 \frac{I_f}{I_0} = W_0 \frac{L_0}{L_f} \tag{5-8}$$

由于在爆炸压缩金属圆筒的过程中，金属圆筒的电感不断减小，因此金属圆筒内的磁场储能和流过的电流在不断地被放大。爆炸磁通压缩发生器在实际工作过程中，实际上是用利用炸药的化学能转换为爆炸力压缩金属圆筒对其做功，从而将化学能转化为金属圆筒内的磁能。根据磁通守恒原理，当压缩过程中电感减小时电流就会被放大。由此可见，在磁通压缩发生器中，要想使电磁能量和电流被放大，需要减小发生器回路中电感。

5.1.2 磁通压缩发生器等效电路模型及分析

磁通压缩发生器主要包括产生初始磁通的电源、发生器本体和负载，其工作时的等效电路模型如图 5－2 所示。

图 5－2 中，C 为初始储能电容器，R_c 为电容器至发生器本体连线的

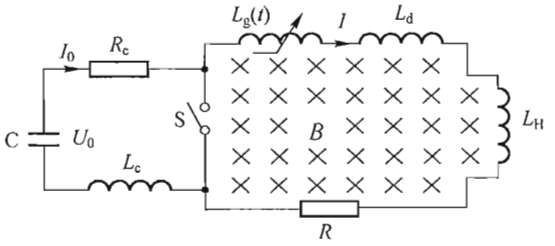


图5-2 磁通压缩发生器的等效电路

电阻，L_c 为电容器至发生器本体连线的电感，$L_g(t)$ 代表磁通压缩发生器工作时发生器本体的可变电感，L_d 为发生器本体至负载连线的电感，L_H 为负载的电感，R 为压缩过程中发生器回路中的总电阻，该电阻是一个复杂的多变量函数，它与导体中电流的趋肤深度、温度以及爆炸过程中回路的长度等因素有关。

磁通压缩发生器的基本工作过程为：首先利用充电完毕的储能电容器放电，为发生器本体线圈提供初始的种子磁通；当放电电流达到最大值时，闭合开关S，同时起爆炸药，用外力使发生器本体线圈的电感减小，从而放大电流。由于磁通压缩发生器的内阻抗很低，因此它的负载多为低阻抗负载；当驱动高阻抗负载时需在负载与发生器本体之间接入脉冲变压器以实现阻抗的变换与匹配。

设起爆炸药或开关S闭合时 $t=0$，此时发生器本体线圈的初始电感 $L_g(0)=L_0$，流过的电流为 $I(0)=I_0$。尽管回路电阻 R 是多变量的函数，但为了分析问题的方便，这里仍假设在磁通压缩发生器的工作过程中 R 保持不变。压缩过程中回路的电压方程可表示为：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\{[L_g(t)+L_d+L_H]I(t)\}+I(t)R=0 \tag{5-9}$$

根据方程（5-9）及初始条件所求得的回路电流可表示为：

$$I(t)=I_0\frac{L_T(0)}{L_T(t)}\exp\left[-\int_0^t\frac{R}{L_T(t)}\mathrm{d}t\right] \tag{5-10}$$

式中 $L_T(0)=L_g(0)+L_d+L_H$，$L_T(t)=L_g(t)+L_d+L_H$。

t 时发生器回路中的磁场储能为：

$$W(t)=W_0\frac{L_T(0)}{L_T(t)}\exp\left[-2\int_0^t\frac{R}{L_T(t)}dt\right] \tag{5-11}$$

式中 W_0——$t=0$ 时发生器回路中的磁场储能。

由式（5-10）和式（5-11）可知，压缩过程中回路中的电流和磁场储能均与回路电感密切相关，因此欲使回路电流和磁场储能最大，需尽可

能减小回路的电感。磁通压缩发生器的类型不同，其压缩过程中回路电感的变化也不同。对于平板型磁通压缩发生器而言，其电感的变化规律可表示为：

$$L_g(t) = L_0(1 - t/\tau) \tag{5-12}$$

式中 τ——压缩结束的时间。

利用式（5-10）、式（5-11）和式（5-12），可进一步写出平板型磁通压缩发生器压缩过程中的电流和磁场储能的表达式，即：

$$I(t) = I_0\left[\frac{L_T(0)}{L_T(t)}\right]^{1-R_\tau/L_0} \tag{5-13}$$

$$W(t) = W_0\left[\frac{L_T(0)}{L_T(t)}\right]^{2-2R_\tau/L_0} \tag{5-14}$$

假设爆炸压缩完毕时 $L_g(\tau)=0$，则此时电流和磁场能量有最大值，但能量成比例地分配在 L_d 和 L_L，负载上获得的电流和能量为：

$$I(\tau) = I_0\left(\frac{L_0 + L_d + L_H}{L_d + L_H}\right)^{1-R_\tau/L_0} \tag{5-15}$$

$$W(\tau) = W_0\frac{L_H}{L_d + L_H}\left(\frac{L_0 + L_d + L_H}{L_d + L_H}\right)^{1-2R_\tau/L_0} \tag{5-16}$$

由式（5-15）可知，对于磁通压缩发生器而言，要想放大电流，必须满足 $R_\tau/L_0 < 1$；由式（5-16）可知，要想增大磁场的储能，必须满足 $R_\tau/L_0 < 0.5$。这就要求磁通压缩发生器回路中的电阻 R 和回路连线电感 L_d 要尽可能小。这个结论适用于所有变形式的磁通压缩发生器。

输入到负载上的功率为：

$$P_L(t) = -2W(t)\left(R + \frac{dL_g}{dt}\right)/L_T(t) \tag{5-17}$$

由式（5-9）求得电流的变化率为：

$$\frac{dI(t)}{dt} = -I(t)\left[R + \frac{dL_g(t)}{dt}\right]/L_T(t) \tag{5-18}$$

为了评估磁通压缩发生器的性能，需利用磁通压缩发生器的品质因数。磁通压缩发生器的品质因数可定义为负载上的功率与磁场储能的比值，因此可由式（5-17）导出品质因数，即：

$$Q = \frac{P_L(t)}{W(t)} = -2(dL_g/dt + R)/L_T(t) \tag{5-19}$$

总之，磁通压缩发生器自身的回路电阻不宜过大，且不适合用其激励大电阻负载，否则不能在负载上获得被放大的电流，因此依赖电流放大提取能量的愿望在大电阻情况下是不能实现的。此外，在磁通压缩发生器回路电阻不为零的情况下，除欧姆损耗外，由于回路不是理想的导电回路，

所以会导致磁通的扩散从而造成磁通损失。在磁场储能表达式（5－14）中，回路电阻出现在指数项中，因此磁通损失严重影响能量的放大。

在实际使用时，可根据需要采用磁通压缩发生器级联使用的方式。当初始能源所提供的电流不能满足激励负载发生器对它的要求时，可把多个磁通压缩发生器串联使用，用前面各级磁通压缩发生器作为最后级发生器的种子电源，使最后级磁通压缩发生器的电流和能量被放大。当前级中的电流达到最大电流时，启动下一级磁通压缩发生器使其开始工作。磁通压缩发生器的多级串联使用可以获得高电压，并使总的 L_0 初始值增大。如果要获得非常大的电流，可使若干个磁通压缩发生器并联起来同步工作，共同向同一负载输出放电电流。

对于单个理想的磁通压缩发生器来说，其不同工作阶段的理想电流波形如图5－3所示。它包括三个阶段，即种子电流上升阶段、指数上升阶段和指数衰减阶段。

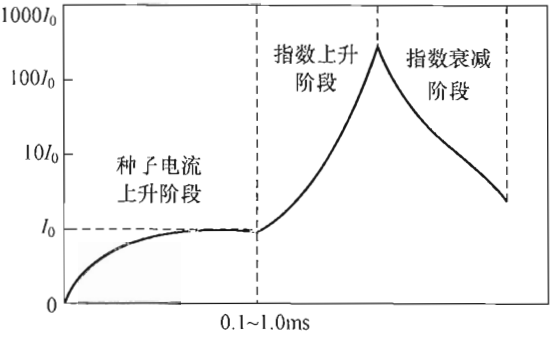


图5－3　磁通压缩发生器的理想电流波形

5.2　变形式磁通压缩发生器

本节以炸药驱动的磁通压缩发生器为例，介绍几种变形式的磁通压缩发生器。对于以炸药驱动的磁通压缩发生器而言，其能量转换过程为：炸药中储存的初始化学能首先转变为驱动导体运动的动能，然后动能转变为电磁能。了解炸药起爆后如何驱动导体运动等作用过程对设计实际的磁通压缩发生器非常必要，因为炸药的化学能能否被充分利用主要取决于能否合理引爆炸药并产生有效的爆炸冲击波，而炸药爆炸驱动导体运动的速度又直接与爆炸冲击波如何冲击导体密切相关。因此，首先介绍炸药的爆炸方式及其驱动导体运动的效率。图5－4所示为四种炸药的爆炸方式[34]。

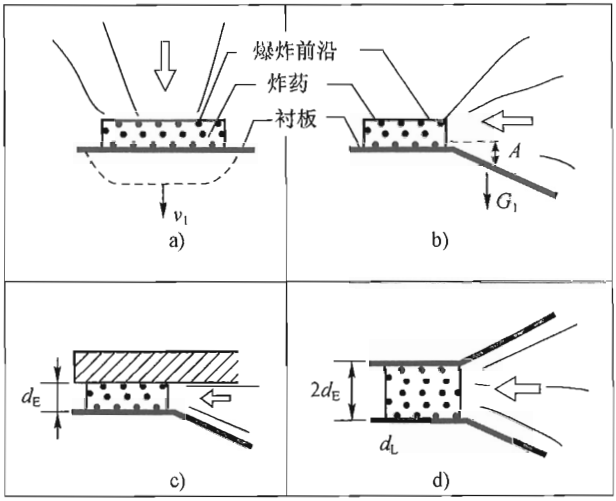


图 5－4　炸药的不同爆炸方式

a）向下传播；b）横向传播；c）保持屏型；d）夹层结构

炸药爆炸驱动衬板时的驱动效率、衬板的动能以及炸药与衬板之间的相对质量系数可分别表示为：

$$\eta_k = \frac{W_k}{d_E \rho_E \varepsilon_E} \tag{5-20}$$

$$W_k = d_L \rho_L v^2/2 \tag{5-21}$$

$$\gamma_M = \frac{\rho_E d_E}{\rho_L d_L} \tag{5-22}$$

式中　W_k——衬板的动能；

ρ_E，ρ_L——炸药和衬板的密度；

d_E，d_L——炸药和衬板的厚度；

ε_E——爆炸期间释放的化学能量密度；

v——衬板的运动速度。

炸药爆炸驱动衬板的驱动效率同炸药与衬板相对质量系数的关系如图 5－5 所示。

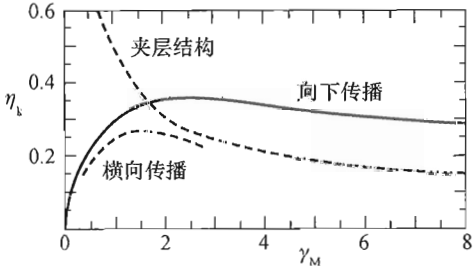


图 5－5　不同爆炸方式下驱动效率与相对质量系数的关系

变形式磁通压缩发生器根据其结构的不同，通常可分为条状磁通压缩发生器、平板型磁通压缩发生器、螺旋型磁通压缩发生器、同轴型磁通压缩发生器和球形磁通压缩发生器等。下面对这些不同的结构的变形式磁通压缩发生器进行介绍。

5.2.1　条状磁通压缩发生器

条状磁通压缩发生器又称带状磁通压缩发生器，它实质上是一个窄条带状传输线，由两金属条连接--负载而组成。在金属条上缚设炸药条。在初级电源于两金属条和负载组成的回路中建立起磁通之后，用输入端的雷管引爆炸药。炸药的爆炸波驱动两金属条短路，从而俘获磁通，短路点逐渐向负载端推进，使回路面积减小（即回路电感减小）。在炸药爆炸压缩磁通做功的过程中把化学能转变为电磁能。常用的条状磁通压缩发生器的结构如图5-6所示[22]。

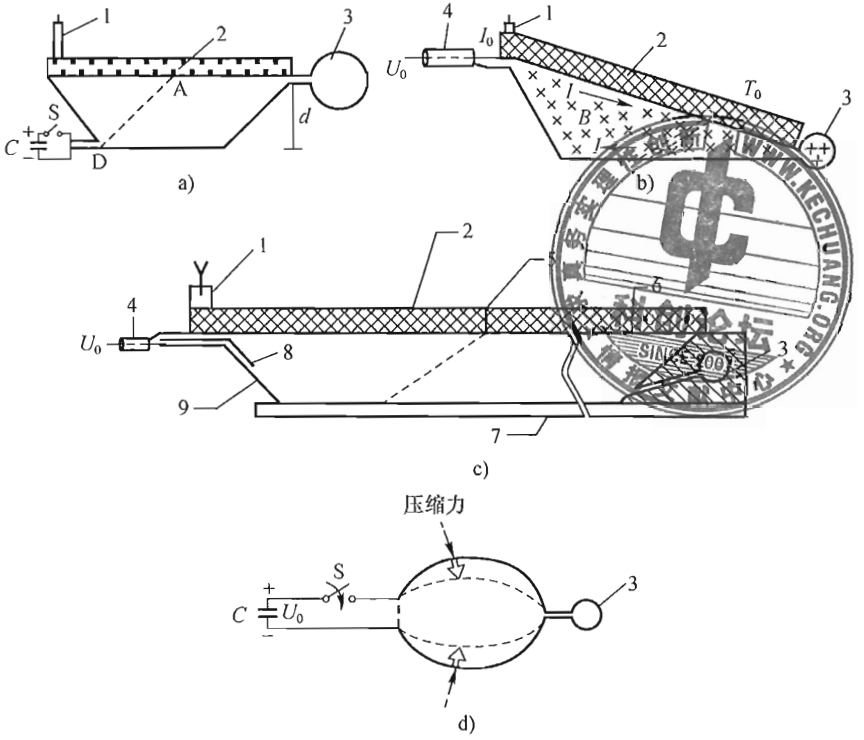


图5-6　条状磁通压缩发生器的结构

a）梯形；b）三角形；c）矩形；d）椭圆形

1—雷管；2—炸药；3—负载；4—输入电缆；5—拟想中的爆炸前沿；6—硬铝条；7—厚基础板；8—薄绝缘层；9—铜条

对于不同结构的条状磁通压缩发生器而言，其回路电感随结构形状的不同而不同。回路电感的计算有时很难用解析方法计算，但可采用有限元分析方法获取。对于条状磁通压缩发生器来说其初始电感不大，最大不过零点几微亨，其化学能转变为电能的效率可达15%。在条状磁通压缩发生器的工作过程中，由于输入端可承受较小的电流，而输出端需承受较大的电流，所以在设计过程中可根据这一特点来设计两金属条的宽度。通常条状磁通压缩发生器输入端金属条的宽度较窄，而输出端金属条的宽度较宽。

条状磁通压缩发生器结构简单、制作成本低，可输出毫秒量级的电流脉冲，可用于电磁发射领域。

5.2.2 平板型磁通压缩发生器

平板型磁通压缩发生器是由两块板状导体构成的，也可以说，是由条状磁通压缩发生器演变而来的。平板型磁通压缩发生器与条状磁通压缩发生器的差别在于：被驱动的导体板较宽；需要用平面波引爆装置从始端同时引爆上、下两个面上的炸药以驱动两导体板同时相向运动，压缩磁通。图5-7所示为两种不同形状的平板型磁通压缩发生器[22]。

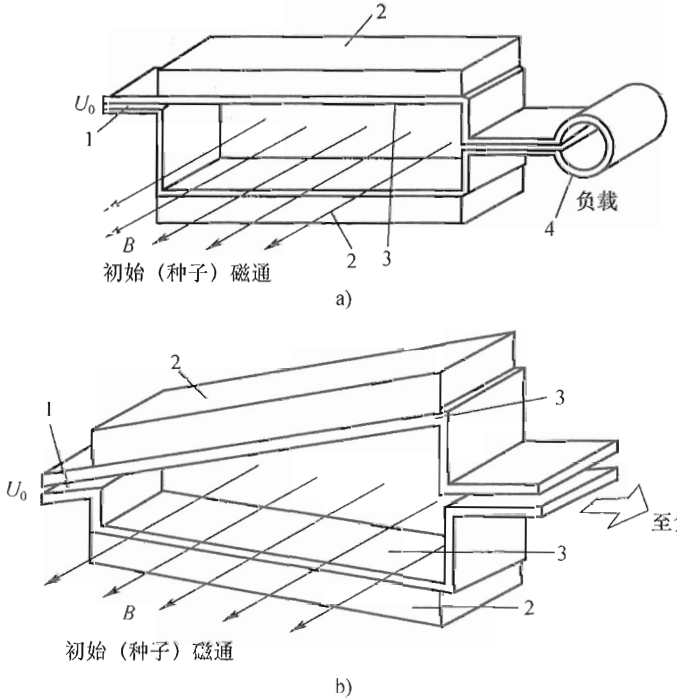


图5-7 两种不同形状的平板型磁通压缩发生器

a）矩形；b）梯形

1—输入缝；2—炸药条；3—驱动板；4—负载

对于回路为矩形的平板型磁通压缩发生器而言，若长度为 l，宽度为 w，上、下两金属平板的距离为 $x(t)$ 时，则发生器回路的电感可表示为式(5-12)，但考虑到其几何尺寸，这里可将回路电感表示为：

$$L_g(t)=\frac{\mu_0 lx(t)}{w}=1.257\frac{lx(t)}{w} \tag{5-23}$$

在起始阶段，炸药驱动平板导体运动的速度不断增加，并逐步达到最大速度。平板导体运动的最大速度取决于平板和炸药的类型和厚度。在达到最大速度 v_m 后，回路电感的变化率为：

$$\frac{\mathrm{d}L_g(t)}{\mathrm{d}t}=-2\mu_0\frac{lv_m}{w} \tag{5-24}$$

式中 μ_0——磁导率。

式(5-23)和式(5-24)中均包含 l/w。这里将 l/w 定义为平板磁通压缩发生器的平方数。在定义这个概念后，可利用这个术语来描述平板型磁通压缩发生器的回路电感。如每米间距、每平方数的平板型磁通压缩发生器的回路电感通常为 1.257μH。平板型磁通压缩发生器的间距一般不超过 0.1m，因此发生器回路的初始电感一般在零点几微亨的范围内。为了合理地对电流和能量进行放大，必须限制负载电感最大不得超过几十纳亨，因此应当特别注意要减小发生器至负载连线的电感，将连线做得尽可能短和宽。

对于回路为梯形的平板型磁通压缩发生器而言，其回路电感为：

$$L_g(t)=\frac{\mu_0 l}{2\pi\eta_0}[F(\eta)-F(\eta-\eta_0)] \tag{5-25}$$

其中，$\eta=x/w$，$\eta_0=(x_0-x_{10})/w$，$F(\eta)=2(2/3+\eta^2)\arctan(1/\eta)+2\arctan\eta+\eta\ln(1+\eta^2)-[\eta^3\ln(1+\eta^{-2})]/3-2\eta/3$，$x$ 为输出端之间的平板间距，x_{10} 为输入端之间的平板间距，脚标“0”表示时间 $t=0$ 的时刻。

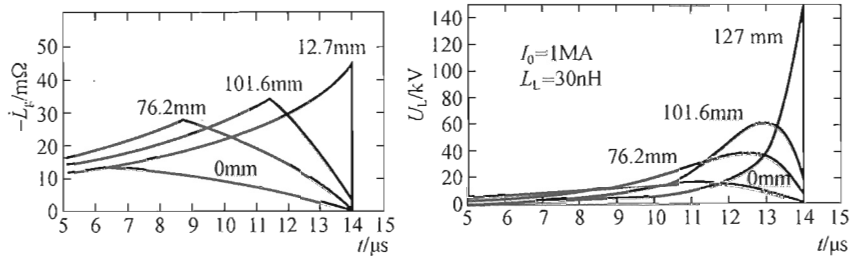
平板型磁通压缩发生器回路中的初始电感与条状磁通压缩发生器回路中的初始电感基本相同，但由于平板型磁通压缩发生器工作时两金属平板同时被驱动，且同时相向运动，所以压缩过程中回路电感的变化率将更大。平板型磁通压缩发生器输出到负载上的电压为：

$$U_L=I(t)\frac{\mathrm{d}L_g(t)}{\mathrm{d}t}+L_g(t)\frac{\mathrm{d}I(t)}{\mathrm{d}t} \tag{5-26}$$

在平板型磁通压缩发生器中的金属平板的长度 $l=51$cm、宽度 $w=15$cm、输出端的间距 $x=12.7$cm、负载电感 $L_L=30$nH、初始电流 $I_0=1$MA 的条件下，当输入端的间距分别为 0、76.2mm、101.6mm、127mm 时，其工作时发生器回路电感的变化率和输出负载电压曲线如图 5-8 所示[22]。

平板型磁通压缩发生器的主要优点有：结构简单、易于制造；被压缩的金属平板较宽可传到大电流；压缩时间相对较短，输出电压高、电流

大，可实现更大的功率传输。



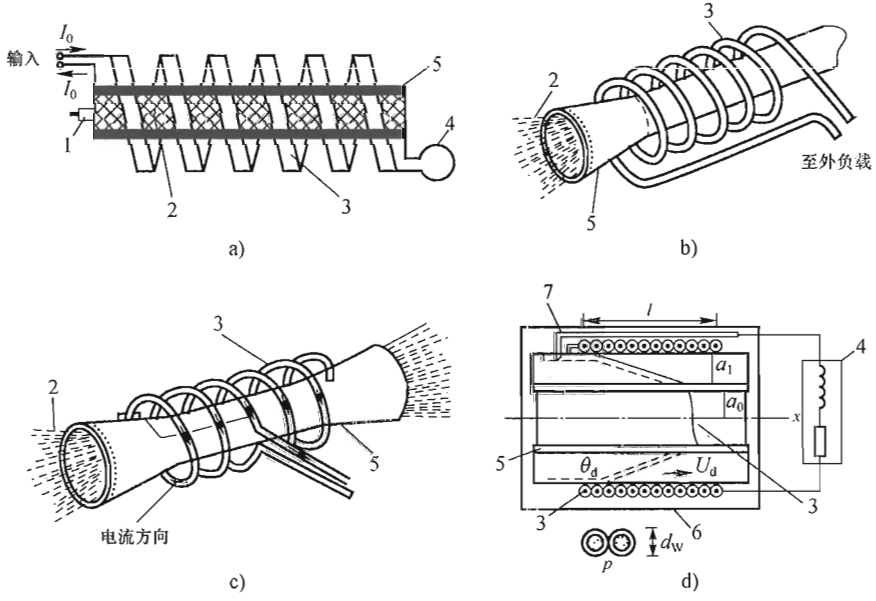
a) b)

图 5－8　输入端的平板间距对发生器性能的影响

a）$\dot{L}_g$ 与时间的关系；b）负载电压 U_L 与时间的关系

5.2.3　螺旋型磁通压缩发生器

螺旋型磁通压缩发生器也有多种结构和连接形式，具体结构如图 5－9 所示[22]。



a) b) c) d)

图 5－9　不同结构和连接形式的螺旋型磁通压缩发生器

a）输入端起爆，负载连接于输出端与电枢上；b）端部起爆，输入端与输出端共用，负载连接在输入/输出端上；c）两端同时起爆、螺旋线圈上设有中间输出端，螺旋线圈的两端为输入端；d）端部起爆，螺旋线圈一端接地的结构

1—雷管；2—高能炸药；3—螺旋线圈；4—负载；5—电枢；6—发生器箱；7—接地线

螺旋磁通压缩发生器的工作也是基于压缩磁通和减小电感的原理，且其内部均有电枢，电枢内部装有炸药。电枢通常为铜质或铝质的金属圆筒，其作用在于：电枢在炸药爆炸驱动下，向外膨胀，压缩磁通，同时膨胀的电枢与其外围的螺旋线圈接触以形成闭合回路，逐步短路螺旋线圈，进一步减小回路的电感，从而放大初始种子电流。

下面以图5－9d所示的螺旋型磁通压缩发生器为例来分析其有关特性。为了使其获得最佳效率，应尽可能使压缩过程中磁能的增量等于膨胀的电枢每前进一个单位长度的净动能 W_{k0}，即：

$$\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}[(L_g + L_H)I^2] = W_{k0} \tag{5-27}$$

式中 L_g——从螺旋线圈输入端到输出端距离 x 的函数。

考虑到磁通 $\phi = (L_g + L_H)I$ 在压缩过程中保持不变，则使式（5－27）成立的条件是：

$$L_g(x) + L_H = \frac{L_0 + L_H}{W_{k0}x/W_0 + 1} \tag{5-28}$$

式中 W_0——磁通压缩发生器的初始储能；

L_0——螺旋线圈的初始电感 $L_g(0)$；

L_H——负载电感。

若引入螺旋线圈的匝间距离 p，则螺旋线圈的匝间距离与 x 的线性关系为：

$$p \approx \left[\frac{\mu_0 S W_0}{(L_0 + L_H)W_{k0}}\right]^{0.5}\left(\frac{W_{k0}x}{W_0}\right) + 1 \tag{5-29}$$

式（5－29）表明螺旋线圈的螺距随 x 的增大而增大，即由输入端至输出端应逐渐增大螺距。在磁通压缩发生器的工作过程中，越接近螺旋线圈的输出端其内部流过的电流越大，因此应逐渐增大螺旋线圈绕制导线的宽度或直径。但这种变螺距、变导线截面的加工工艺在实际加工过程中比较困难，为此通常采用分段制作的方法，且逐段增大螺距和导线截面。

螺旋型磁通压缩发生器的最大优点是它具有很大的初始电感，因此能俘获更多的初始磁通，使能量放大倍数比其他结构的磁通压缩发生器更大。此外，螺旋型磁通压缩发生器的特点是其具有较长的工作时间，可作为电磁发射器的电源使用。螺旋型磁通压缩发生器在磁压缩的过程中电感的变化率明显减小，在电枢膨胀接近输出端时电感的变化率降到很低，致使功率品质因数 $Q > 2 \times 10^5 \mathrm{s}^{-1}$。这类螺旋型磁通压缩发生器在电枢与线圈滑动接触时会产生许多难题：如，如果压缩过程中电枢不是理想的锥体或与螺旋线圈不严格同轴，则磁通损失将严重增加；再有螺旋线圈内部的电压较高，则很容易出现线圈匝间击穿现象。通常螺旋型磁通压缩发生器绕

制导线的通流能力为每厘米宽的导线可流过的电流不超过 1MA，通流 20MA 时导体宽度应大于 20cm。

5.2.4 同轴型磁通压缩发生器

同轴型磁通压缩发生器的结构如图 5－10 所示[22]。图 5－10a 和图 5－10b所示为内爆型同轴磁通压缩发生器，即其内导电圆筒（即电枢）内装有炸药，起爆装置位于发生器的输入端，负载置于发生器的输出端，其不同之处仅在于外导电筒的形状不同。图 5－10a 中的外导电筒为圆筒状，而图 5－10b 中的外导电筒为锥状。压缩过程中内爆型同轴磁通压缩发生器的外导电筒固定不动，内导电筒则在炸药的爆炸驱动下向外膨胀。图 5－10c 是一种外爆型同轴磁通压缩发生器，炸药处于外导电圆筒（即电枢）的外围，内导电筒处于外导电筒内部且固定不动，外导电筒在炸药的爆炸驱动下向轴线方向运动，起爆装置处于输入端，而负载连接于另一端（即输出端）。

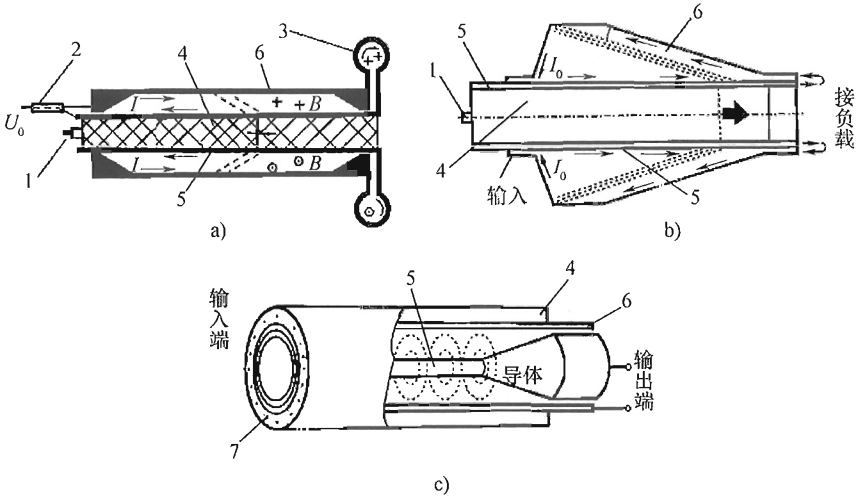


图 5－10 同轴型磁通压缩发生器的结构

a），b）内爆型；c）外爆型

1—雷管；2—输入电缆；3—负载；4—炸药；5—内导电圆筒；6—外导电筒；7—起爆点

同轴型磁通压缩发生器的初始电感很小，一般不会超过零点几微亨。发生器电感 $L_g(t)$ 由体电感 $L_v(t)$ 和内电感 $L_i(t)$ 组成，即 $L_g(t)=L_v(t)+L_i(t)$，$L_v(t)$ 是发生器为理想导体时的电感，$L_i(t)$ 是与渗透到导体筒内磁通有关的电感。由于任何留在发生器材料体内的能量都引起损耗，所

以发生器的电阻 $R_g(t)$ 与坡印廷矢量 $\boldsymbol{P}$ 的面积分有关，即 $R_g(t) = \int_A \boldsymbol{P}\mathrm{d}\boldsymbol{A}/I^2$。对于图 5－10a 所示结构的同轴型磁通压缩发生器，其电阻和电感的表达式为：

$$R_g(t) = \frac{l(1 + r_2/r_1)}{2\pi\sigma \cdot \delta(t) \cdot r_2} \tag{5-30}$$

$$L_g(t) = \frac{l\mu}{2\pi}\ln(r_2/r_1) \tag{5-31}$$

式中 l——发生器的长度；

r_1，r_2——内、外导体筒的半径；

$\delta(t)$——趋肤深度；

σ——电导率；

μ——磁导率。

图 5－1 所示的结构实际上也是一种同轴型磁通压缩发生器，其结构与图 5－10c 所示的结构基本相同，均属于外爆型。它们之间的不同在于起爆装置的安装位置不同。图 5－1 中所示的磁通压缩发生器需要同时对称地引爆外导电筒外围的全部炸药，构成一种圆筒聚爆装置；而图 5－10c 所示磁通压缩发生器则是在端部起爆。圆筒聚爆结构的磁通压缩发生器是一种很好的磁能量密度产生器（或放大器），主要用于产生脉冲强磁场。

对于圆筒直径和长度均在几厘米范围内的圆筒聚爆式磁通压缩发生器而言，其初始电感一般为几十纳亨。这类发生器在磁通压缩发生器的研究过程中最早被提出，目前用它可产生 150T 的脉冲强磁场，工作时其内部储存的电磁能量密度可达数 MJ/cm^3。在圆筒聚爆的后期，内部磁场的增长速率可达 150T/μs。磁场增加速率可作为评价聚爆装置工作性能的一个重要指标参数。对于圆筒聚爆结构的磁通压缩发生器而言，其工作时的磁场增加速率相对更大。

同轴型磁通压缩发生器的主要优点是具有很大通流能力和很强的机械强度。电流在内、外导电圆筒内的流动沿轴线方向，传导电流的最小导体宽度为内导电筒的圆周长度。对于内导电筒半径为 10cm 的同轴型磁通压缩发生器而言，其通流能力可达 100MA 以上。此外，由于内、外导体筒皆为柱体筒状，所以它们具有良好的抗磁压缩的机械强度。这种类型的发生器的磁扩散损失很小，因此效率较高。但是由于其电感非常小，所以这就要求其负载电感应更小。再有这种类型的磁通压缩发生器通常要做成几米长。

5.2.5 球形磁通压缩发生器

球形磁通压缩发生器的结构如图 5－11 所示[22]，它由内、外两组近似半球状导电金属壳及与外导电金属壳相连接的环形负载构成，炸药置于内导电金属壳（即电枢）的内部，即球心的位置。其中，外导电金属壳固定不动，内导电金属壳在其内部炸药爆炸驱动下向四周方向膨胀，压缩发生器回路使其电感减小，初始电流和初始磁能被放大。发生器的输入/输出端处于上、下两半球之间的间隙内。由于发生器呈球形结构，所以被压缩的磁通沿内部球形面的切向方向。图 5－11 中的虚线表示压缩过程中内导电金属壳所经过的位置。

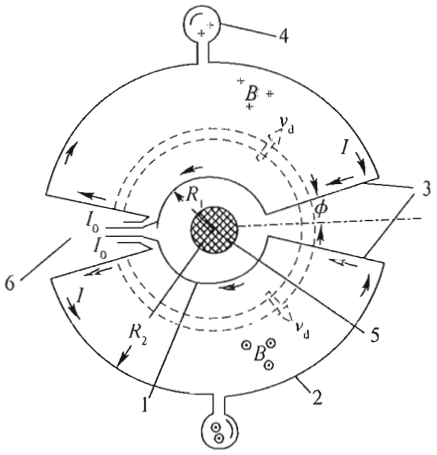


图 5－11　球形磁通压缩发生器的结构

1—内半球状导电金属壳；2—外半球状导电金属壳；3—锥状导电环面；4—环形负载线圈；5—炸药；6—两半球间空隙

球形磁通压缩发生器的电感 L_g 取决于内、外半球的半径 R_1 和 R_2 以及锥状导电环面或半球间隙的半锥角 ϕ，即：

$$L_g = \frac{\mu}{\pi} \cdot (R_2 - R_1) \lg(\cot\phi/2) \tag{5-32}$$

球形磁通压缩发生器有巨大的电流通流能力，而且特别坚固耐用。此外，由于电枢呈近似的半球状，这对于在中心用核装药替代炸药比较有利，因此这种结构的磁通压缩发生器可作为使用核燃料的磁通压缩发生器的首选。

5.3 增大互感的磁通压缩发生器

虽然增大互感的排斥式磁通压缩发生器本质上也是基于减小发生器回路电感的原理，但却表现为增大互感而导致电感减小。在增大互感的磁通压缩发生器的工作过程中，电枢与发生器内的本体线圈是不接触的，而是通过快速增大电枢与发生器线圈之间的互感来放大电流和能量。

增大互感的排斥式磁通压缩发生器可用广义的磁场冻结和磁通压缩的概念来说明。假如有 A、B 两个线圈，其中 A 线圈中无初始电流和初始磁通，而 B 线圈中流过电流且有磁通。当 B 线圈向 A 线圈靠近时，因有变化的磁通穿过 A 线圈，所以 A 线圈中将有感应电流产生。根据楞次定律可知，A 线圈中感应电流产生的磁通将抵消由 B 线圈产生且与 A 线圈相耦合的磁通。如果 A 线圈的电阻为零，则感应电流足以抵消原磁通在 A 线圈内的变化，即排斥耦合磁通使 A 线圈内的总磁通为零。实际上这就是广义的磁通冻结的概念。由于 B 线圈产生的磁通被排斥，所以 B 线圈向 A 线圈靠近的过程中，就需要用外力做功来克服这种排斥作用。下面介绍增大互感的排斥式磁通压缩发生器的结构及原理。

5.3.1 电枢轴向运动的磁通压缩发生器

电枢轴向运动的排斥式磁通压缩发生器可利用储能电容器向发生器线圈放电提供初始磁通，也可利用超导磁铁与发生器线圈之间的磁耦合作用向其提供初始磁通。图 5 - 12 所示为一种利用储能电容器直接馈电的轴向磁通压缩发生器，其一端为燃烧室，另一端为制动装置，中间为发生器本体部分[22]。中间部分同轴地安装由数个常规导体绕制的发生器线圈，其中第一线圈可利用储能电容器向其放电提供初始磁通；后面的各级常规导体线圈依次通过其前级线圈之间的磁耦合作用获得初始磁通。设第一线圈内已建立其初始磁通，当燃烧室内发射药等燃烧产生的高温高压的燃气驱动导体电枢（或活塞）沿轴向运动，首先压缩第一级线圈内的初始磁通，随着电枢与第一级线圈之间互感的增大，初始电流和能量被放大；当电枢运动至与第一级线圈有最大耦合位置时，第一级中的电流将达到其最大值，第二级获得最大初始磁通，同时闭合第二级的短路开关，随着电枢继续向前运动，开始对第二级线圈内的初始磁通开始压缩；后面各级压缩情况与第二级相同。最终电枢经制动装置制动。

如果电枢从前一个线圈到下一个线圈的时间比各线圈电流衰减的时间

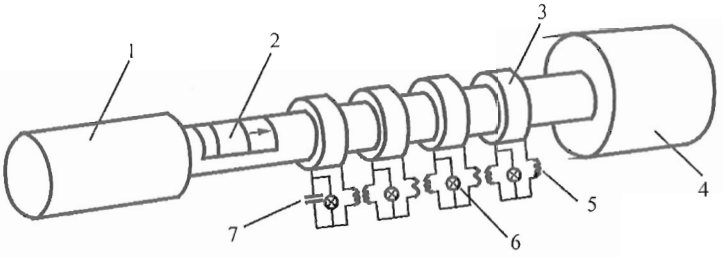


图 5－12　电容器直接馈电的轴向磁通压缩发生器
1—燃烧室；2—电枢；3—线圈；4—制动装置；5—负载；
6—短路开关；7 -初始储能电容

常数短，则化学能迫使电枢运动的动能转变为电磁能，并从 -个线圈到另一个线圈有所增加，从而使负载上得到所需的脉冲能量。

图 5－13 所示为 -种利用超导磁铁提供初始磁通的轴向磁通压缩发生器及其简化等效电路[22]。在这种磁通压缩发生器中，其两端各有一个燃烧室，中间为发生器本体部分。超导磁铁线圈与常规导体发生器线圈同轴，且处于发生器线圈的外围，它通过磁耦合作用为发生器线圈提供初始磁通。常规的导体发生器线圈与负载串联连接。电枢可在两燃烧室之间的通道内往复运动。当被燃气驱动的电枢向发生器线圈运动时，电枢与发生器线圈、超导磁铁之间的互感增大、从而使负载获得放大的电流和能量。

电枢与发生器线圈、超导磁铁之间的耦合系数应当这样取值：使传递到负载的能量要比超导磁铁储存的初始能量大；在电枢通过超导磁铁时仅产生一个小电流，且在电枢通过不久超导磁铁就能恢复原来的储能值。在这种发生器中由于不需要断路开关和闭合开关，因此易于实现电枢往复运动和产生连续脉冲。

这种由超导磁铁提供初始磁通的轴向磁通压缩发生器的简化电路和等效电路分别如图 5－13b 和图 5－13c 所示。图中的脚标“s”“n”和“a”分别表示超导磁铁线圈、常规导体发生器线圈和电枢。R 为各元件的电阻，L 为各元件的电感。电枢与发生器线圈、超导磁铁线圈之间的互感 M、耦合系数 k、电枢的运动速度 v_a 及动能、发生器中的磁能及能量损耗均为时间或电枢位置的函数。在负载 L_H 上产生的电流脉冲不引起超导磁铁电流变化的条件是：$R_n = R_a = 0$ 和 $k_{sa} = L_n k_{sn} k_{na} / (L_n + L_H)$。

对于忽略磁通损失的理想情况，由简化电路方程可得到负载脉冲能量 W_H 与超导磁铁储能 W_s 之比，即：

$$\frac{W_H}{W_s} = a_0 \left[\frac{k_{na} k_{sa} - k_{sn}^2 k_{sn}}{(1 + a_0)(1 - k_{sa}^2) + 2k_{na} k_{sa} k_{sn} - k_{na}^2 k_{sn}^2} \right] \tag{5-33}$$

式中　$a_0 = L_H / L_n$。

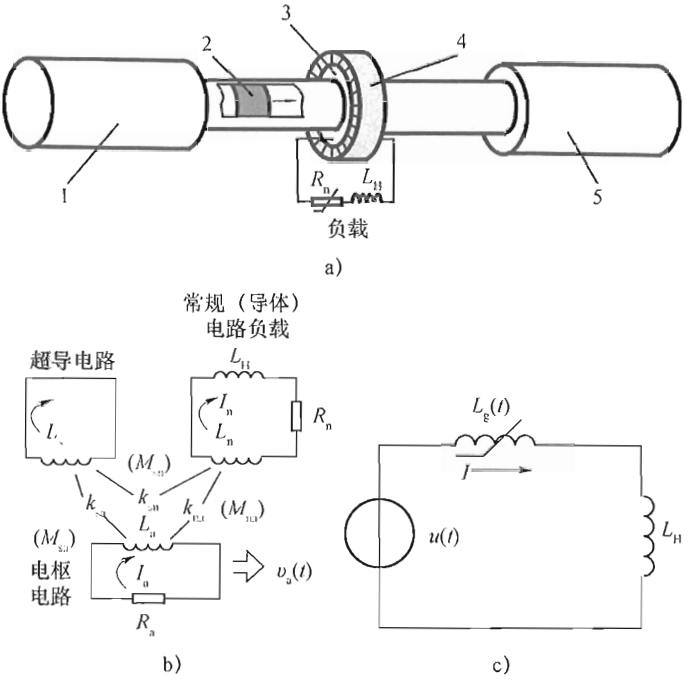


图 5－13　利用超导磁铁提供初始磁通的轴向磁通压缩发生器

a）发生器结构；b）简化电路；c）等效电路

1—燃烧室；2—电枢；3—发生器线圈（定子）；4—超导磁铁

图 5－13c 中电压为电枢运动与磁场作用的结果。磁通压缩发生器的功率密度 P_g 可用电枢运动速度和磁感应强度 B 来估算，即：

$$P_g = B^2 v_a / (2\mu_0) \tag{5-34}$$

这种发生器可有效地将化学能转变为电能，在电枢直径大于 1m 时其输出功率可超过 10^{10}W。

5.3.2　电枢径向运动的磁通压缩发生器

电枢径向运动的磁通压缩发生器的结构如图 5－14 所示[22]，电枢与发生器线圈、超导磁铁线圈同轴，其中发生器线圈处于电枢与超导磁铁线圈之间，电枢处于发生器线圈的内部。负载与发生器线圈相连接。发生器线圈内的初始磁通是由已充电的超导磁铁线圈提供的，即通过两者之间的磁耦合作用提供初始磁通。电枢内部腔体内密封有燃烧室，工作时燃烧室内的燃烧产生的燃气可驱动电枢径向外运动压缩磁通，同时使电枢与发生器线圈之间的互感增加，把化学能提供的动能转变为电磁能传递给负载。

虽然电枢径向运动的磁通压缩发生器是以电枢膨胀的方式工作的，但

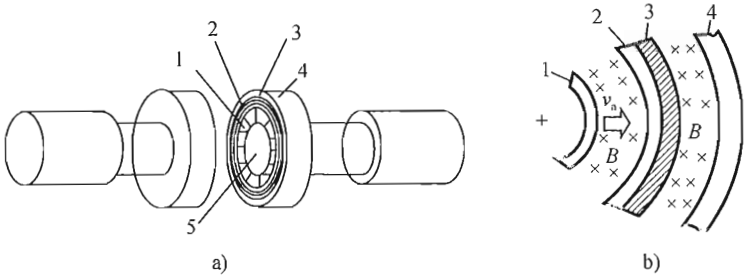


图 5－14　电枢径向运动的磁通压缩发生器的结构
a）整体结构；b）横截面
1—电枢（正膨胀的铝管）；2—常规发生器线圈；3—防护钢管；4—超导磁铁线圈；5—燃烧室

就其电物理性质而言，完全与电枢轴向运动的磁通压缩发生器相同。因此，图 5－13b 和图 5－13c 所示的电路和分析方法以及式（5－33）等，对电枢径向运动的磁通压缩发生器也完全适用。

5.4　可重复使用的磁通压缩发生器

前面所介绍的磁通压缩发生器大多仅能一次性使用，而不能多次重复使用，但在现代脉冲功率领域及许多应用场合通常要求其具有可重复使用性。正是在这种可重复使用需求的推动下，人们提出了能重复使用的磁通压缩发生器。这里介绍两种，一种是轨道增强型磁通压缩发生器，另一种是螺旋－活塞型磁通压缩发生器。

5.4.1　轨道增强型磁通压缩发生器

轨道增强型磁通压缩发生器的结构比较复杂，其具体结构如图 5－15 所示。轨道增强型磁通压缩发生器主要包括驱动机构、发电部分、励磁用种子电源以及反后坐装置。驱动机构主要由燃烧室、气缸、活塞、连杆、复位弹簧、活塞复位限制环等构成。气缸上端周侧开若干排气孔，以便活塞运动到缓冲环时，燃气可经排气孔排出。当向燃烧内装填推进剂之后，利用闭锁触发装置可封闭燃烧室。推进剂燃烧产生高温高压的燃气驱动活塞运动，并经连杆传递至发电部分的组合电枢，从而推动组合电枢活塞运动。发电部分主要包括轨道阵列、组合电枢活塞、发生器负载及连线。轨道阵列和组合电枢均为层叠或分层结构，上、下相邻的导轨或电枢均由绝

缘板或绝缘块隔离，每层的一对导轨对应有与其良好电接触的电枢。导轨阵列通过绝缘螺栓和绝缘垫板与钢质法兰盘紧固连接。电枢两端固定有导电电刷。励磁的种子电源可采用蓄电池或已充电的电容器组，它被连接在导轨阵列外层同负载相连导轨的另一端，其间通过绝缘体与负载隔离开。端部连线将导轨阵列串联起来。反后坐装置支撑在底座和钢质法兰盘之间。

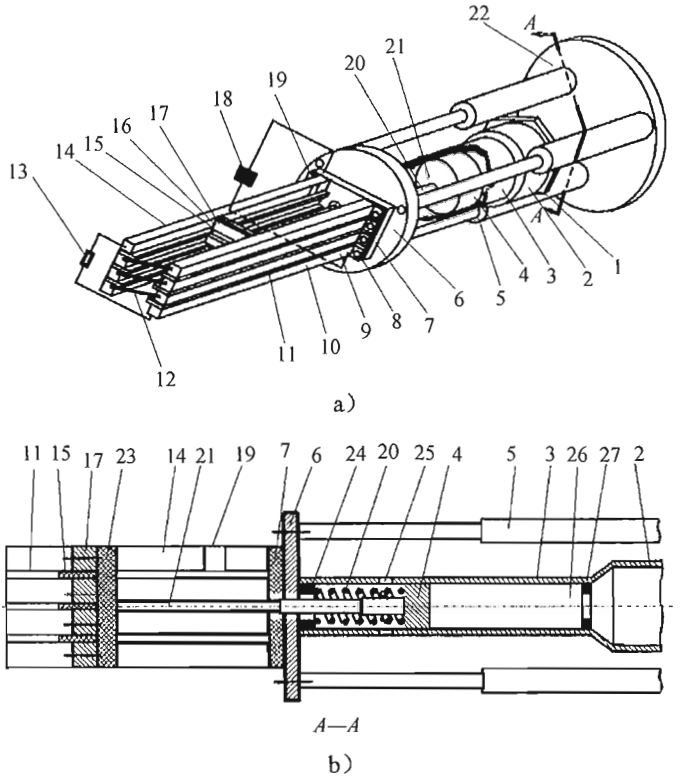


图5－15　轨道增强型磁通压缩发生器的结构

a）总体；b）*A*—*A* 剖视

1—闭锁触发装置；2—燃烧室；3—气缸；4—活塞；5—支撑架；6—钢法兰盘；7—绝缘垫板；8—绝缘螺栓；9、19—绝缘体；10、14—良导体轨道阵列；11—轨道之间绝缘板；12—端部连线；13—负载；15—电枢排之间的绝缘块；16—导电电刷；17—电枢排；18—励磁的种子电源；20—复位弹簧；21—连杆；22—底座；23—绝缘体；24—缓冲环；25—排气孔；26—燃气；27—活塞复位限位环

这种磁通压缩发生器能把整装的高能推进剂快速自动装填入燃烧室并

点火。气缸末端开有排气孔和利用复位弹簧等，可使活塞经连杆直接驱动组合电枢而往复运动，因而具有可快速重复使用的特征。此外，由于它采用了导轨阵列的形式，所以发生器回路中的电感较大，能使电感变比增大和获得更大的电流。再有，对于这种磁通发生器而言，组合电枢可垂直压缩磁通，因而其效率更高。在实际设计过程中，可根据需要来合理确定导轨阵列和组合电枢的层数。使用时，可令发生器竖直安装，轴线与地面垂直。这样工作时，特别是在复位过程中，可利用组合电枢活塞和连杆的自重而使其快速复位。当负载需获得高功率和大电流脉冲时，可采用多台并联工作的方式，通过时序地调节各自的触发时间，从而可在负载上获得幅值更高、脉宽更宽的功率脉冲波形。

5.4.2 螺旋－活塞型磁通压缩发生器

螺旋－活塞型磁通压缩发生器的结构如图 5－16 所示[22]。

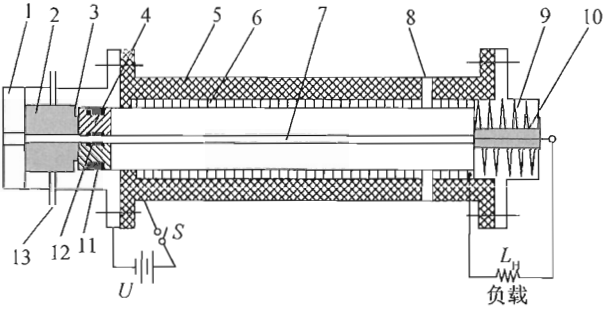


图 5－16　螺旋－活塞型磁通压缩发生器的结构

1—燃烧室后封盖；2—燃烧室；3—活塞起始卡锁定位环；4—活塞电枢；5—绝缘筒；6—螺旋线圈（定子）；7—导电定向杆；8—排气孔；9—缓冲制动装置；10—高压电缆；11—活塞（电枢）外电刷；12—活塞（电枢）内电刷；13—燃料注入孔

开始工作前，首先需使活塞电枢复位并被活塞起始卡锁定位环卡锁固定，同时向燃烧室内装填推进剂。工作时，需将燃烧室内的推进剂点燃，推进剂燃烧产生的高温高压的燃气使燃烧室内的压力急剧上升。当压力达到一定值时，卡锁解锁，活塞电枢将在高温高压燃气的推动下加速运动。在电枢与螺旋线圈接触前，用外部电源给螺旋线圈提供初始种子磁通（外部电源、螺旋线圈、中心的导电杆、负载及连线可构成初始馈电回路）。在电枢与螺旋线圈接触后，随着电枢的运动它可将发生器回路逐步短路，减小回路电感，从而放大初始种子电流。在燃气膨胀压力的推动下，活塞被推至最后端，被缓冲器前面积压的剩余气体和剩余磁场膨胀力制动，此时活塞后面的燃气可经排气孔排出，在剩余磁场膨胀力的作用下活塞将返

回起始位置，返回时剩余气体将从燃料注入孔排出。待活塞复位后，再装填燃料开始下次工作。

下面讨论螺旋－活塞型磁通压缩发生器的电流增益临界条件和磁能增益临界条件。

为了寻求螺旋－活塞型磁通压缩发生器电流和磁能增益的临界条件，令 $L_g(t)$、$R_g(t)$、L_H 和 R_H 分别为发生器的动态电感、动态电阻、负载电感和负载电阻；令 $L=L_g(t)+L_H$，$R=R_g(t)+R_H$；$L(0)$ 和 $R(0)$ 分别为发生器开始工作时回路中的总电感和总电阻。引入磁通系数 $\lambda(t)$、电感压缩系数 $\gamma(t)$、电流放大系数 $\xi(t)$、能量放大系数 $\eta(t)$，它们分别为：

$$\lambda(t)=\frac{L(t)I(t)}{L(0)I(0)}=\exp\left[-\int_0^t\frac{R(t)}{L(t)}\mathrm{d}t\right] \tag{5-35}$$

$$\gamma(t)=\frac{L(t)}{L(0)} \tag{5-36}$$

$$\xi(t)=\frac{I(t)}{I(0)}=\lambda(t)\gamma(t) \tag{5-37}$$

$$\eta(t)=\frac{0.5L(t)I^2(t)}{0.5L(0)I^2(0)}=\lambda^2(t)\gamma(t) \tag{5-38}$$

由式（5－35）可知，磁通系数是小于1的递减函数，与装置的几何形状、结构参数、材料性能、负载电阻、电枢的压缩运行速度和电流大小等因素有着密切的关系。由式（5－37）和式（5－38）可知，由于电阻损耗，电流放大系数和能量放电系数并不相等。

在燃烧室，推进剂，螺旋线圈内径、外径和长度，初始电流和螺旋线圈长度均不变的情况下，这种螺旋装置是一种能合理连续改变螺旋线圈宽度和螺距，使终端获得最大电流和最大磁能的最佳装置。然而，要实现这种装置的最佳设计，不论是理论上还是实际研制上都存在极复杂的问题。因为很难做到使螺旋线圈的宽度和螺距合理地连续改变。通常采用分段变更螺旋线圈导线宽度和螺距的方法来实现理论要求。分段数越多，效果越好。采取这些措施的目的在于使 $R(t)/L(t)$ 的比值减小。

依据电路方程 $\mathrm{d}(LI)/\mathrm{d}t+RI=0$，若要放大电流，即使 $\mathrm{d}I/\mathrm{d}t>0$，则需：

$$-\mathrm{d}L(t)/\mathrm{d}t>R(t) \tag{5-39}$$

为了反映电流增益与电枢压缩运行速度的关系，作变换：

$$\frac{\mathrm{d}L(t)}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}L(x)}{\mathrm{d}t}\cdot\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}L(x)}{\mathrm{d}t}\cdot v(x) \tag{5-40}$$

将式（5－40）代入式（5－39）得：

$$-v(x) > \frac{R(t)}{\mathrm{d}L(x)/\mathrm{d}x} \tag{5-41}$$

式中 $\mathrm{d}L(x)/\mathrm{d}x$——轴向坐标 x 处的电感梯度；

$v(x)$ ——x 处电枢的轴向推进速度。

式（5-39）和式（5-41）的物理意义可由电路方程 $\mathrm{d}(LI)/\mathrm{d}t + RI = 0$ 表达，将此式展开得：

$$-I(t)\frac{\mathrm{d}L(t)}{\mathrm{d}t} = R(t)I(t) + L(t)\frac{\mathrm{d}I(t)}{\mathrm{d}t} \tag{5-42}$$

式（5-42）的物理意义是：压缩过程中由发生器回路电感随时间的变化率［即 $v(x)\mathrm{d}L(x)/\mathrm{d}x$］所产生的电动势等于同一时刻电路中的电阻和电感上的电压降之和。电流增益的临界条件表明：由电感变化率所产生的电动势必须大于电流中相应电阻上的电压降，才能使电流得到放大，即感抗电压为正值。发生器回路中的电感梯度仅是位置 x 的函数，故要求电枢的运动速度必须满足式（5-41），才能保证电流被放大。

磁通压缩发生器工作过程中 t 时刻的磁能为：

$$W_{\mathrm{m}}(t) = \frac{1}{2}L(t)I^2(t) \tag{5-43}$$

对式（5-43）进行微分得：

$$\frac{\mathrm{d}W_{\mathrm{m}}(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{2}I^2(t)\frac{\mathrm{d}L(t)}{\mathrm{d}t} + L(t)I(t)\frac{\mathrm{d}I(t)}{\mathrm{d}t} \tag{5-44}$$

把式（5-42）代入式（5-44）可得：

$$\frac{\mathrm{d}W_{\mathrm{m}}}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{2}I^2(t)\frac{\mathrm{d}L(t)}{\mathrm{d}t} - R(t)I^2(t) \tag{5-45}$$

式（5-45）可变换为：

$$-\frac{1}{2}I^2(t)\frac{\mathrm{d}L(x)}{\mathrm{d}x}v(x) = \frac{\mathrm{d}W_{\mathrm{m}}}{\mathrm{d}t} + R(t)I^2(t) \tag{5-46}$$

式（5-46）的物理意义是：电枢以速度 $v(x)$ 运动时对发生器系统做功的功率等于电阻上消耗的功率与系统电磁能增加功率之和。这就意味着电枢在压缩过程中克服电磁阻力所做的功必须大于相应位置时刻电阻消耗的功，只有满足这个条件才有剩余的功率输入到电路约束的磁场中去增加发生器系统中的磁能。等号左边［$I^2(t)/2$］［$\mathrm{d}L(x)/\mathrm{d}x$］为电磁力，若令 $\mathrm{d}W_{\mathrm{m}}(t)/\mathrm{d}t > 0$，则由式（5-46）可得到 $-\mathrm{d}L(t)/\mathrm{d}t > 2R(t)$。同样还可得到：

$$-v(x) > \frac{2R(x)}{\mathrm{d}L(x)/\mathrm{d}x} \tag{5-47}$$

式（5-47）表明了实现能量放大时电枢运动速度所需满足的条件。

5.5 磁通压缩发生器的限制性因素

尽管磁通压缩发生器具有诸多优点，如能在可利用的时间标度内猝发性地产生强大的电磁能量，能对电流和能量进行放大，且具有很高的比能量输出。但是负载的类型严重地支配着磁通压缩发生器的选型。如果要求电流不太大且工作的时间标度不太短，则应当选用螺旋型磁通压缩发生器，因为它具有相当大的能量放大品质因数；同轴型、条状和球形磁通发生器适用于大电流而时间标度稍短的负载；平板型磁通压缩发生器能传递非常大的电流并能在极短的时间标度内工作；圆筒聚爆结构的磁通压缩发生器常用于产生强磁场的场合，如果用它激励变压器，仍具有在较短时间标度内为外负载供电的能力。此外，在磁通压缩发生器中，还存在磁通损失、强磁场效应和内部过电压等相关限制性因素。下面对这些因素进行分析。

5.5.1 磁通损失

由于磁通损失可严重地影响磁通压缩发生器电流和能量的放大效能，所以磁通损失问题比较受人关注。在磁通压缩发生器中，磁通损失的来源主要有以下几个方面：①由于内部击穿或磁通压缩区域过早地闭合成回路，从而造成部分磁通的损失；②回路电阻的存在将减小电流幅值，使磁场变弱而造成磁通损失；③回路为非理想导体回路，会造成磁通扩散现象或者磁通渗透到发生器回路的导体中而不可回收磁通的问题；④若短路点接触不良，则会在接触区域产生磁通溢出或出现磁通不能被俘获的现象。

对于磁通损失通常用品质因数 a 来近似表征，而表征磁通损失的品质因数可由下式求出：

$$\left(\frac{I_f}{I_0}\right)_{试验}=\left(\frac{I_f}{I_0}\right)^a_{理论}=\left(\frac{L_0}{L_f}\right)^a \tag{5-48}$$

由此导出磁通压缩发生器的能量放大系数为：

$$\frac{W_f}{W_0}=\left(\frac{L_0}{L_f}\right)^{2a-1} \tag{5-49}$$

式中 脚标“0”——初始值；

脚标“f”——最终值。

a 值只能在爆炸完成时刻确定。$a=1$ 表示无磁通损失的理想情况，一般认为 $a\leqslant 0.5$ 时将没有能量增益。通常，做到品质因数 $a=0.85$ 已是最好

情况，a 介于 0.75～0.80 之间时磁通压缩发生器的性能一般，$a<0.7$ 时磁通压缩发生器的性能很差。但若能使 L_0/L_f 具有很大的值，则可补偿 a 值小的缺陷，仍能达到获得大电流和能量放大的目的。

5.5.2 强磁场效应

由于高密度电流能在导体表面产生兆高斯的强磁场，所以当电流密度超过 1MA/cm^2 时将使发生器的性能退化。具体地说，密度达 1MA/cm^2 时的电流可产生 125T 的强磁场，它可以两种方式作用于导体：一是使导体受到磁压力 $B^2/(2\mu)$；二是将在导体内沉积能量。

强磁场环境可引起导体表面温度的升高。这种温升与磁场达到峰值的时间基本无关，但依赖于脉冲电流的波形。在正弦磁场脉冲第一峰值时，大多数金属的温升 $\Delta T=0.3B^2$。依据这个关系通过理论计算，人们认为在大约 60T 时金属（如铜）的表面将熔化。但实验指出，在同样场强的条件下，使用电容器放电产生的磁场更容易使导体表面熔化；而利用磁通压缩发生器时却不易熔化，导体尚能承受稍高的磁场。

磁场强度影响磁通的俘获效率 η_T。磁场越强，磁通俘获效率越小。在板状磁通压缩发生器和薄壁圆筒负载线圈条件下，磁感应强度对磁通俘获效率的研究表明：在磁感应强度小于 80T 时，磁通损失小于 20%。此外，强磁场环境还将使绕组受到电磁力的作用而发生移位或变形，进而有可能发生匝间短路或电击穿现象。绕组导体存在涡流加热效应，在几十微秒脉冲时，涡流将限制磁感应强度小于 75T。

5.5.3 内部过电压问题

对电路方程（5－9）进行微分，可得：

$$I\frac{\mathrm{d}L_g}{\mathrm{d}t}+L_g\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}+L_d\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}+IR+L_H\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}=0 \tag{5-50}$$

式中 $L_H\mathrm{d}I/\mathrm{d}t$——负载电压；

IR——回路电阻压降；

$L_d\mathrm{d}I/\mathrm{d}t$——无用电感上的电压；

$L_g\mathrm{d}I/\mathrm{d}t$——该时刻发生器电感上电压；

$I\mathrm{d}L_g/\mathrm{d}t$——由于电枢运动而产生的电压。

当磁通压缩发生器爆炸结束时，电枢电压为：

$$U_A\approx I\frac{\mathrm{d}L_g}{\mathrm{d}t}=-\frac{IL_0}{\tau} \tag{5-51}$$

这意味着对于 $I=27\text{MA}$，初始电感 $L_0=1\mu\text{H}$ 和爆炸终止时间 $\tau=10\mu\text{s}$

的磁通压缩发生器，爆炸结束时刻电压 $U_A = -2.7\text{MV}$。尽管并非所有发生器都如此，但发生器内部过电压无疑将成为磁通压缩发生器的一个重要限制性因素。为解决这个问题，发生器内部元件常采用固体电介质绝缘，例如使用聚乙烯、聚酯薄膜、各种环氧树脂或硅橡胶等固体绝缘材料。由于电枢和定子间的气体常被爆炸压缩到 10MPa 的压力，因而有可能被冲击加热到其电离温度，且空气比其他气体易发生电离，因此在发生器的电枢和定子之间常充以 SF_6、各种碳氢化合物气体、氢或氦等绝缘气体。相对而言，螺旋型磁通压缩发生器内部容易击穿，尽管其内部过电压一般不超过 100kV。

现寻求最大电枢电压为 U_{Am} 的发生器的电感时间特性。考虑到这个电压作用于发生器工作的全过程，则发生器从爆炸到工作完毕所需的发生时间 τ 与电感的关系为：

$$\tau = \frac{(L_0 + L_H) I_0}{(1-a) U_{Am}} \left[1 - \left(\frac{L_H}{L_0 + L_H} \right)^{1-a} \right] \tag{5-52}$$

由此可见，出现在电枢上的内部过电压与发生器的初始磁通（$L_0 I_0$）成正比，与 τ 成反比。尽管实际情况比式（5-52）要复杂，且电枢电压随时间变化，但可以定性地指出：如果初始磁通较大和发生时间较短，则电枢电压较大。由于 $L_0 I_0 = (2W_0 L_0)^{1/2}$，所以 $U_A \propto (2W_0 L_0)^{1/2}/\tau$。仅从内部过电压的观点看，把 $W_0 = 10^9\text{J}$ 的初始能量直接传递给一个 10μH 的负载是困难的。

5.6 脉冲磁流体发电机

磁流体动力（MHD）发电机简称为磁流体发电机。一般的磁流体发电机用于电力工业，而脉冲磁流体发电机用来做高功率脉冲电源。尽管它们的用途不同，但其工作原理却基本相同。磁流体发电机最基本的工作原理是利用导电流体高速切割磁场。用做高功率脉冲电源的脉冲磁流体发电机多采用开环方式工作，但也有采用闭环方式工作的。开环工作方式是指高温高速的导电流体通过发电通道后进入普通的热电站蒸汽设备，除将其中添加的电离种子回收外，其余均作为废气排入大气中。开环式磁流体发电机多采用化学燃料。闭环工作方式是指工作流体自成闭合回路，加热、做功循环不已，常与核反应堆联合运行，使用核燃料。

脉冲磁流体发电机的优点主要有以下几个方面。①效率较高。使用化学燃料时，磁流体发电机的效率可达 20% ~ 30%，系统总效率在 10% 以

上；使用核燃料时效率会更高。②磁流体发电机无转动部件。磁流体发电机是一种静止的发电装置，从电工学的观点看其本质上不属于电机，而是一种电器。③直接启动快。工作流体充满发电通道的时间即发电机的启动时间。在脉冲磁流体发电机中，由于磁流体的流速常达 1000m/s 以上，因此短于毫秒量级的时间即可使发电机启动。④不需要中间储能元件。磁流体发电机可直接向负载传递能量，不需要中间储能元件。⑤不需要大功率开关。这对于高功率脉冲电源而言是其一个突出的优点。⑥由于使用化学能或核能，以及不需要中间储能和转换开关，所以脉冲磁流体发电机的体积相对较小，工作可靠性高，成本低。⑦和其他高功率脉冲电源相比，它能提供秒级乃至毫秒或微秒级的大能量脉冲。

脉冲交流发电机可作为托卡马克和仿星器等热核装置、大型超音速风洞、大型高能加速器乃至电磁炮的高功率脉冲电源，可用于大功率激光器、粒子束武器、微波武器等领域。对于磁流体发电机而言，可用四个品质因数来衡量其性能，即比燃料耗量 Q、比重量密度 W_D、比体积密度 V_D 和比能量输出 e。比燃料耗量即单位输出功率的燃料流量速率；比重量密度即单位输出功率的固定装置重量；比体积密度即单位输出功率的装置体积；比能量输出即单位重量产生的能量。若令磁流体发电机的工作时间为 t，则：

$$e = \frac{t}{W_D + Qt} \tag{5-53}$$

由式（5-53）可知：为了获得最大的比能量输出，对于短脉冲持续时间和比燃料损耗的情况下，必须尽可能减小比重量密度。欲获得紧凑、可靠大功率工作的脉冲磁流体发电机，应当使燃料、氧化剂、种子、磁场和流速满足匹配优化关系，以及使发电机的结构排列最佳化，以便用适当的电压和持续时间提供所需的功率。

5.6.1 磁流体发电机的理论基础

磁流体发电机的原理是基于导电流体产生的霍尔现象。典型的磁流体发电机由燃烧室、发电通道、电极对、磁体和导电流体组成，如图 5-17 所示[22]。根据不同的要求，在燃烧室内可利用煤气、油、天然气、火药、火箭推进剂或炸药等化学燃料（乃至核燃料）燃烧产生 3000K 以上高温高压气体，且以高速通过由耐高温材料制成的发电通道。高温高压气体中的一部分原子被电离成电子和正离子。但此时电离之后的产物仍为低温等离子体，其导电性仍不如铜、铝等金属，因此尚需在这种高温气体中掺入易电离的钾或铯等金属，以促进气体的电离，从而提高气体的电导率。导电流体在发电通道中以速度 v 垂直于磁体产生的磁场 B 而运动，运

动过程中由于气体中的电子和带正电的离子所受洛仑兹力方向的不同，所以会向发电通道两侧的电极漂移，从而使发电通道两侧的电极上分别出现电子和正离子，形成电势差。若两极外接负载，则可输出功率至负载。如果想在负载上获得电脉冲，则可采用中断燃料注入或向弱导电气体间断地添加种子。电脉冲的长度取决于导电气体流过发电通道的时间。

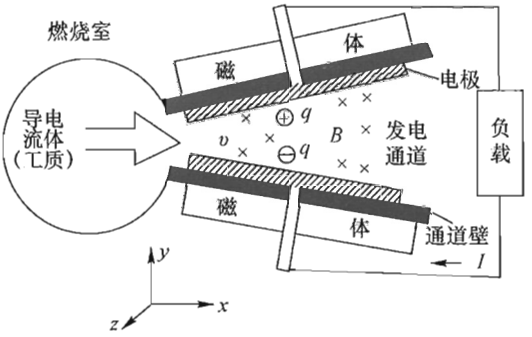


图 5－17　磁流体发电机的原理示意图

对于理想的磁流体发电机，当回路外接负载时，和负载相关的电场 $E=k\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}$。其中负载系数 k 等于负载电压除以开路电压。具有电导率 σ 的气体切割磁场运动时所产生的感生电流密度为：

$$\boldsymbol{j}=\sigma(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}-\boldsymbol{E})=(1-k)\sigma\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B} \tag{5-54}$$

单位体积通道贡献给负载的功率为：

$$P_1=\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{E}=k(1-k)\sigma v^2B^2 \tag{5-55}$$

由式（5－55）可见，脉冲磁流体发电机的功率密度依赖于导电流体的电导率 σ、速度 $\boldsymbol{v}$ 和磁感应强度 $\boldsymbol{B}$。在磁感应强度给定的情况下，导电流体的电导率越大、速度越高，则磁流体发电机的输出功率越大。

由式（5－54）和式（5－55）可得到输出电压、输出功率与电流密度的关系，即：

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}-\frac{\boldsymbol{j}}{\sigma} \tag{5-56}$$

$$P_1=\boldsymbol{j}\cdot(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})-j^2/\sigma \tag{5-57}$$

式（5－56）表明输出电压随输出电流密度呈线性变化，而式（5－57）表明输出功率随电流密度的平方变化。但如果导电流体的速度、磁感应强度或电导率也随电流密度变化时，则需另当别论。

在单位体积通道内阻碍气体流动的作用力为：

$$F=jB=(1-k)\sigma vB^2 \tag{5-58}$$

为克服这一阻力，在长度为 l_g 的通道入口和通道出口处的导电流体的

压力差应为：

$$\Delta p \approx (1-k)\sigma v B^2 l_g \tag{5-59}$$

单位体积的导电流体通过发电通道时所消耗的功率为：

$$P_c = Fv = (1-k)\sigma v^2 B^2 \tag{5-60}$$

这样，可利用输出功率比消耗功率来描述磁流体发电机的电效率，即：

$$\eta_e = P_l / P_c = k \tag{5-61}$$

此外，表征磁流体发电机性能的另一个重要物理量是磁雷诺数 Re_m，其定义为：

$$Re_m = \mu_0 \sigma v l_g \tag{5-62}$$

式中 l_g——特征长度；

μ_0——真空磁导率。

在热核反应和天体物理中的高温等离子体等情况下，常用磁雷诺数衡量磁场与导电流体之间的相对运动程度，并且磁雷诺数远远大于 1。而在磁流体发电机中，大多数情况下磁雷诺数小于等于 1，只有极少数脉冲磁流体发电机的磁雷诺数大于 1。此外，在工程流体力学中，常采用混合磁雷诺数 Re_{mc}，即 $Re_{mc} = \mu_0 v(\sigma\sigma_T l_g l_T)^{0.5}$，其中 σ_T 和 l_T 是表示建立磁场的固态导体的电导率和特征长度。

经推导，$Re_m = \mu_0 v\sigma l_g$ = 气体做功/磁场能量，因此可将磁雷诺数理解为气体运动而感生的磁场 B_i 与原磁场 B_0 之比，即 $Re_m = \mu_0 v\sigma l_g = B_i / B_0$。这就是说磁雷诺数的大小决定了磁场被运动着的导电流体所畸变的程度。此外，混合磁雷诺数的平方恰好等于磁流体发电机的功率与用以建立磁场所消耗的功率之比，即 $Re_{mc}^2 = \mu_0^2 v^2 \sigma\sigma_T l_g l_T$ = 磁流体发电机的功率/建立磁场功率。这表明对于一个实用的自激磁流体发电机，其磁雷诺数须大于 1。

由于磁流体发电机是基于霍尔效应工作的，所以霍尔效应和离子滑行对发电机的结构和特性有重要影响。下面对法拉第磁流体发电机和霍尔磁流体发电机的特性进行分析。图 5-17 所示为最简单的连续电极法拉第磁流体发电机，其工作过程中沿发电通道轴向的霍尔电流密度和垂直发电通道的横向电流密度可分别表示为：

$$j_x = \frac{\omega\tau\sigma}{1+\omega^2\tau^2}(vB + E_y) \tag{5-63}$$

$$j_y = \frac{\sigma}{1+\omega^2\tau^2}(vB + E_y) \tag{5-64}$$

式中 E_y——垂直发电通道方向上的电场强度（即横向电场强度）；

ω——电子在磁场中旋转运动的角频率；

τ——电子与气体分子、原子或离子两次碰撞的平均时间。

轴向电流密度的存在会使发电机的输出电流（即横向电流）密度减小。由式（5－63）和式（5－64）可知，当 $\omega\tau>1$ 时，$j_x>j_y$；如果 $\omega\tau>3$，则将导致输出功率减小一个数量级以上。

如果采用图5－18a所示的分段电极型法拉第磁流体发电机，则可使霍尔电流断路。在理想情况下，$j_x=0$。此时纵向霍尔电场为：

$$E_x=\omega\tau(vB+E_y) \tag{5-65}$$

输出电流密度和输出功率密度分别为：

$$j_y=\sigma(vB+E_y) \tag{5-66}$$

$$P_1=-\sigma(vB+E_y)E_y \tag{5-67}$$

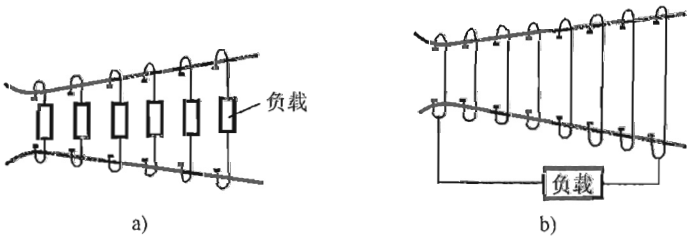


图5－18　常用的两种磁流体发电机

a）分段电极型法拉第MHD发电机；b）霍尔型MHD发电机

因此，理论上分段电极能完全消除纵向霍尔电流的不利影响。当霍尔系数 $\omega\tau$ 足够大时，可将图5－18a各对电极上的负载短路构成图5－18b所示的霍尔型磁流体发电机。此时 $E_y=0$，并且，

$$j_x=\frac{\sigma}{1+\omega^2\tau^2}(\omega\tau vB-E_x) \tag{5-68}$$

$$P_1=-j_xE_x=\frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}k_x(1-k_x)\sigma v^2B^2 \tag{5-69}$$

式中　k_x——霍尔型磁流体发电机的负载系数，$k_x=E_x/(\omega\tau vB)$。

$$j_y=\frac{1+\omega^2\tau^2k_x}{1+\omega^2\tau^2}\sigma vB \tag{5-70}$$

$$\eta_e=\left|\frac{j_xE_x}{j_yvB}\right|=\frac{\omega^2\tau^2k_x}{1+\omega^2\tau^2k_x}(1-k_x) \tag{5-71}$$

当霍尔系数确定时，霍尔磁流体发电机存在一个最高的电效率。令式（5－71）对 k_x 求导并使其等于零，则可获得电效率达最大值时的 k_x，即：

$$k_{x(\max)}=\frac{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}-1}{\omega^2\tau^2} \tag{5-72}$$

将式（5－72）代入式（5－71）可得到霍尔型磁流体发电机的最大电效率，即：

$$\eta_{e(\max)} = 1 - \frac{2}{\omega^2\tau^2}\left(\sqrt{1+\omega^2\tau^2} - 1\right) \tag{5-73}$$

由式（5－73）可知：欲使霍尔型磁流体发电机获得最大电效率必须尽可能增大其霍尔系数。

对于脉冲磁流体发电机而言，一般不使用化石燃料（如煤、石油、天然气等），而多采用火箭推进剂和高能炸药等特种含能化学燃料或核燃料。下面对一些化学燃料脉冲磁流体发电机进行介绍。

5.6.2 爆炸等离子体磁流体发电机

用炸药爆炸激励的脉冲磁流体发电机是最有发展前途的。之所以这么说是因为这种磁流体发电机具有很高的储能密度，能以非常小的体积提供所需的大能量脉冲，且电脉冲持续时间较短，可达几至几十微秒，产生的功率较大。

炸药驱动的脉冲磁流体发电机的原理与结构如图 5－19 所示[22]。加有钠或铯电离种子的高能炸药在燃烧室内爆炸，产生高焓的气体和等离子体（其电导率约 100s/m），此等离子体向发电通道膨胀，并以 5～10km/s 的速度进入发电通道，快速地切割磁场，在两电极上聚积电子和正离子，形成电势差。若两电极外接负载，则可在负载上获得脉冲大电流。

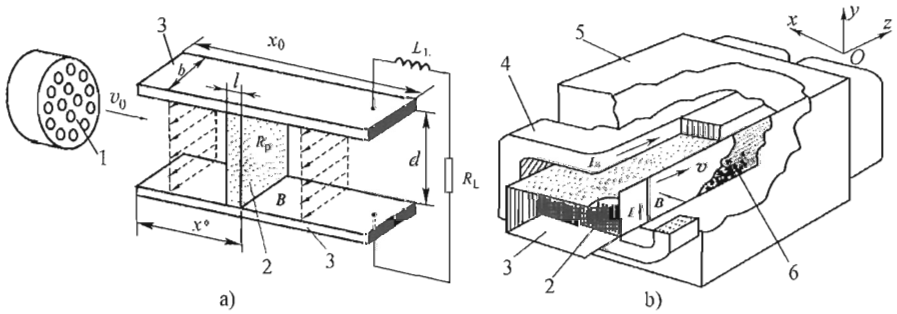


图 5－19　炸药驱动的脉冲磁流体发电机的原理及结构

a）原理；b）结构

1—爆炸前的高级炸药装药；2—等离子体；3—电极；4—激励线圈；5—磁铁框架；6—通道绝缘壁

下面分析炸药爆炸的脉冲磁流体发电机的电路。为简单起见，现做如下假定：忽略电极间的距离 d 对电阻的影响；认为电磁力大于反作用力和摩擦力；在通道内运动的等离子体不变形，保持实心模式；等离子体厚度 $l \ll x_0$。并且外磁场 B_0 的分布是：当 x 介于 $0 \sim x_0$ 之间时 B_0 = 常量；当 x 处于 $0 \sim x_0$ 范围之外时 $B_0 = 0$。在这些假定条件下，描述炸药驱动的脉冲磁流体发电机的机电特性的方程为：

$$m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}=\frac{b\mathrm{d}}{2\mu_0}(B_0^2-B^2) \tag{5-74}$$

$$-\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t}=RI+\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}[L(t)\cdot I(t)] \tag{5-75}$$

$$L(t)=\begin{cases}L_0-\int_0^t \dot{L}\mathrm{d}t, t\in[0,T)\\ L_{\mathrm{L}}+L_{\mathrm{p}}, t\geqslant T\end{cases} \tag{5-76}$$

式中 T——由方程 $\int_0 Tv(t)\mathrm{d}t=x_0$ 确定；

m——等离子体的质量；

ϕ——回路内的磁通，$\phi=B_0d(x_0-x^*)$

B——磁感应强度，$B=B_0+\mu_0 I/b$；

I——发电机电流；

R_{p}，L_{p}——等离子体的电阻和电感，$R=R_{\mathrm{L}}+R_{\mathrm{p}}$；

R_{L}，L_{L}——负载的电阻和电感；

x_0——电极的长度；

d——两电极之间的距离；

b——电极的宽度。

假定回路电感的变化率、等离子体的电阻以及负载电阻均为常数，设电流的初始值 $I(0)=0$，则由式（5-74）～式（5-76）可得：

$$I(t)=\begin{cases}B_0b\mu_0^{-1}\ln N(t), \gamma=1\\ \dfrac{B_0b\gamma}{\mu_0(\gamma-1)}[N(t)^{1-1/\gamma}-1], \gamma\neq 1\end{cases} \tag{5-77}$$

式中 $N(t)$——电感压缩因子，$N(t)=L_0/L(t)$；

$$\gamma=\dot{L}/R$$

$\dot{L}$——电感变化率。

对于 $t>T$ 时，发电机电流为：

$$I(t)=I(T)\cdot\exp[-R\cdot L(T)^{-1}(t-T)] \tag{5-78}$$

负载电阻吸收的能量为：

$$E_{\mathrm{R}}=\int_0^T I^2R_{\mathrm{L}}\mathrm{d}t+\int_{\mathrm{T}}^{T+t} I^2R_{\mathrm{L}}\mathrm{d}t=E_1+E_2 \tag{5-79}$$

其中，

$$E_1=\begin{cases}4W_0k\left(1-\dfrac{\ln^2N+2\ln N+2}{2N}\right),\gamma=1\\ 4W_0k[1-4(1-N^{-0.5})-N^{-1}+\ln N],\gamma=2\\ \dfrac{2W_0k\gamma}{(\gamma-1)^2}\left[\dfrac{\gamma}{\gamma-2}(N^{1-2/\gamma}-1)-2\gamma(1-N^{-1/\gamma})+(1-N^{-1})\right],\gamma\neq1\text{ 和 }2\end{cases}\tag{5-80}$$

$$E_2=kW(t)\{1-\exp[-2RL(T)^{-1}\cdot t]\}\tag{5-81}$$

当 $\gamma=1$ 时，$W(T)=W_0N^{-1}\ln^2N$；当 $\gamma\neq1$ 时，$W(T)=[W_0\gamma^2/(\gamma-1)][N^{(1-2/\gamma)}-2N^{-1/\gamma}+N^{-1}]$。而：

$$k=\frac{R_L}{R_L+R_P}N=N(T)\tag{5-82}$$

$\gamma=\dot{L}/R=(1-k)\mu_0\sigma v_0\delta=(1-k)\mathrm{Re}_m\delta/l$，其中 δ 为等离子体的等效趋肤深度，且 $\delta\leqslant1$。因此，式（5-77）～式（5-82）的全部值均可看成是磁雷诺数 $\mathrm{Re}_m(=\mu_0\sigma v_0l)$ 的函数。

在等离子体恒速运动和负载电感为常数的情况下，电感 $L(t)$ 随时间的变化率为常数，即：

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t}\approx\pm\mu_0v\frac{d}{b}\tag{5-83}$$

此外，还可以认为 $T\approx x_0/v_0$。这样磁流体发电机的输出功率为：

$$P_L=\frac{\sigma v^2B^2dblk(1-k)}{1\pm\mu_0v\sigma l}=\frac{\mathrm{Re}_m(1-k)kvB^2bd}{(1\pm\mathrm{Re}_m)\mu_0}\tag{5-84}$$

若脉冲长度大于电流上升时间，则负载的能量为：

$$E_R\approx P_LT=\frac{2\mathrm{Re}_m}{1\pm\mathrm{Re}_m}k(1-k)E_{mag}\tag{5-85}$$

通道体积 V 内的初始储能为：

$$E_{mag}=\frac{1}{2\mu_0}\int B^2\mathrm{d}V\approx\frac{B^2}{2\mu_0}(x_0bd)\tag{5-86}$$

当磁雷诺数 $\mathrm{Re}_m\approx1$ 时，产生功率的体积不再是 bdl，因此必须对式（5-84）和式（5-85）进行修正。发电机的开路电压 $U_{op}=vBd$；发电机的内阻 $R_i^*=(d/b)[(\sigma l)^{-1}\pm\mu_0v]$。发电机短路电流 $I_{ss}=\mathrm{Re}_mI_m/(1\pm\mathrm{Re}_m)$。

当 $Re_m<1$ 时，式（5-77）、式（5-79）改写为：

$$I\leqslant B_0\mu_0^{-1}b(1-k)\mathrm{Re}_m\tag{5-87}$$

$$E_R=2W_0k(1-k)\mathrm{Re}_m\tag{5-88}$$

输出功率为 $P_L=\sigma v_0^2B_0^2k(1-k)bdl$。此时负载系数 $k=IR_L/(vB_0d)$。虽然使用式（5-77）～式（5-82）能估算出直线磁流体发电机的电阻－电

感负载的最大电流、功率和输出能量；但是在电感变化率为常数的情况下，动能转换成电能的效率接近零。因此，需要分析电感变化率不为常数时的情况。在电感变化率不为常数时，式（5－74）和式（5－75）可写成无量纲的形式，即：

$$\ddot{X} = P_3 i(2+i) \tag{5-89}$$

$$\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = \frac{\dot{X} + i(\dot{X} - P_1)}{P_2 - X} \tag{5-90}$$

初始条件为 $X(0)=0$，$\dot{X}(0)=1$，$i(0)=0$。其中，$t=t^* v_0/x_0$、$X=X^*/x_0$ 和 $i=\mu_0 I/(bB_0)$ 是无量纲的形式，并且 $P_1=RX_0/(L_0 v_0)=\gamma^{-1}$、$P_2=N/(N-1)$ 和 $P_3=W_0/(mv_0^2)$ 也是无量纲的形式。结合这些初始条件，在负载电阻为常数的条件下，利用数值分析方法所求得的 E_R/W_0、$W(T)/W_0$、$\eta_e=f[E_R, W(T)]$ 与 P_1 的关系如图5－20所示。图中曲线是在 $N=50$ 情况下得出的，且曲线1、曲线2和曲线3分别对应电效率 $\eta_e=0$、$\eta_e=0.5$ 和 $\eta_e=1$

对于这种类型的脉冲磁流体发电机，需要对其所采用的装药进行研究，以利于将装药的化学能转换为等离子体导电流体的动能，从而获得最大的通道速度。采用方块状、前端缚有种子的装药，其形状比较简单。图5－19a所采用的管状装药能获得很高的喷气速度。图5－19b中的装药由若干管状装药集合而成；每个管状装药的爆炸在空腔内形成一个高焓的喷气流。气流的横截面与装药空腔的横截面相对应。喷气气流的长度为：

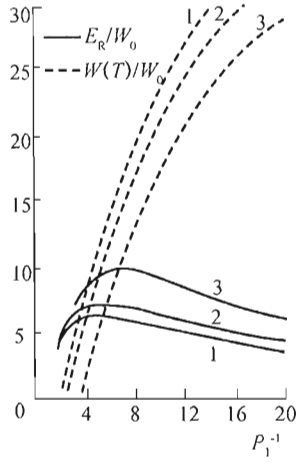


图5－20 输出能量与 P_1^{-1}、电效率的关系

$$l_j = l_0\left(\frac{v_{jf}}{v_0} - 1\right)\cdot\left(1 - \frac{d_1 v_D}{l_0 v_{ja}}\right) \tag{5-91}$$

式中 d_1，l_0——单管装药的内径和长度；

v_D——爆速；

v_{jf}——喷气流头部的平均速度；

v_{ja}——爆炸产物从爆炸区到腔轴线的平均速度。

如果 $l=\lambda d_1$，则腔的直径和装药长度之间的关系为：

$$\frac{l_0}{d_1} = \lambda\left(\frac{v_{jf}}{v_0} - 1\right)^{-1} + \frac{v_D}{2v_{ja}} \tag{5-92}$$

从爆炸产物动能中提取的电能是等离子体导电流体的密度与电导率、磁感应强度及等离子体导电流体通过通道时间的函数。提取的能量随等离

子体导电流体密度的减小而增大，而随电导率、磁场强度和通过时间的增加而增大。如果发电通道采用弯曲通道，则喷气流在进入通道后被迫与电极表面密切接触，因而会使发电机的内电阻较低，从而有利于对低阻抗负载传递大功率。

总的来说，对爆炸脉冲磁流体发电机的一般要求是：磁雷诺数应较大，等离子体导电流体通过发电通道时的运动速度和电导率应无明显变化；爆炸室应当允许使用大横向尺寸的发电通道而不显著改变电离气体的性质；爆炸源应当使发电机通道剩余气体能在压力环境下工作；应尽可能提高能量转换效率，以减小炸药装药的当量及发电通道可承载的应力载荷及热载荷；应尽可能增大负载能量与发电通道磁能之比。

5.6.3 脉冲等离子体磁流体发电机

脉冲等离子体磁流体发电机是最近发展起来的另一种具有良好发展前途的脉冲磁流体发电机。它不是利用炸药爆炸产物来产生等离子体，而是利用炸药爆炸的爆轰波对预置的气体做功加热来产生高电导率的等离子体[22]。等离子体源的结构如图 5－21a 所示，其实际上是一个特殊的药筒，

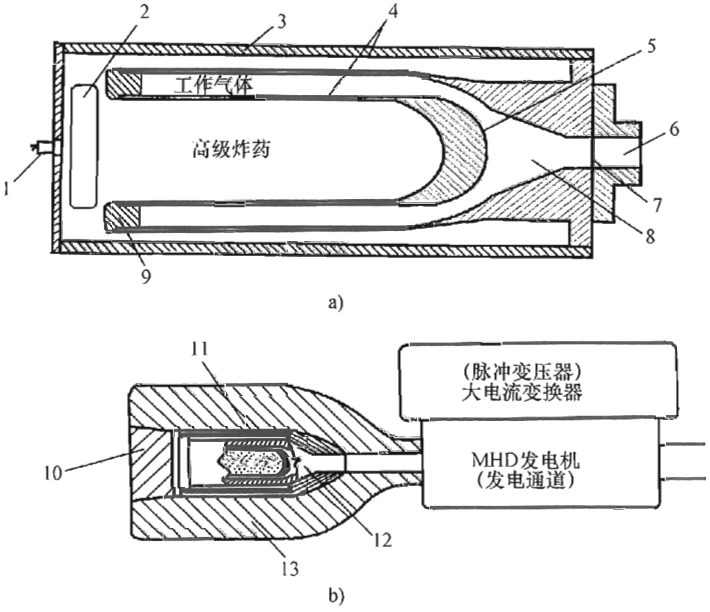


图 5－21　脉冲等离子体磁流体发电机

a）药筒等离子体源结构；b）发电系统

1—雷管；2—波整形器；3—外钢管；4—管状钢套筒；5—铝活塞；6—等离子体通道；7—隔膜薄片；8—端腔；9—钢凸缘环；10—“炮”闩；11—缓冲系统；12—药筒；13—密封容器壁（后膛）

在居中的环形腔体内充满惰性工作气体（如2.1MPa的氩气），用一个钢隔膜密封，然后把奥克托儿（Octol）等军用炸药装入筒内的中心和外环所形成的腔体内，将波整形器和雷管置于药筒的初始端。

当炸药被引爆后，爆轰波在药筒内传播。采用适当的装药结构及合理地布置波整形器，便能使爆轰波的波前同时沿内圆柱和外环形腔均匀地向前推进。很高的爆炸压力把工作气体腔的环形腔体压垮并形成动态密封。密封处以炸药爆速运动，产生具有强大压力的冲击波。工作气体被爆轰波加速，同时被冲击加热而形成高速（约20km/s）、高电导率（约30kS/m）的等离子体。实验证明：炸药能量的25%～50%可被转换到等离子体中去。

以炸药爆速运动的等离子体汇聚到腔的右端部，此时内圆柱炸药驱动铝活塞进一步激励等离子体，铝活塞继续压垮腔体并把等离子体驱动到磁流体发电机的发电通道中去。若使用连续电极的法拉第脉冲磁流体发电机，则负载获得的电压为：

$$U_L = R_L I + L_L \frac{dI}{dt} \tag{5-93}$$

令电极面积为S，则等离子体的电阻为$R_p = d/(\sigma S)$，磁流体发电机的开路电压为：

$$U_0 = Bcd = U_L + R_p I + L_p dI/dt \tag{5-94}$$

这种药筒与发电机通道的配合可使电路的电感下至$L_p = 2nH$，等离子体电阻小到零点几毫欧，因此发电机的输出阻抗为低阻抗。在接近峰值功率状态时，在求解输出电流时可忽略感应电压降，匹配负载的功率为：

$$P_L = I^2 R_L = \frac{B^2 v^2 d\sigma S}{4} = \frac{B^2 v^2 S}{4\mu_0} \mathrm{Re}_m \tag{5-95}$$

脉冲等离子体磁流体发电机的显著特点是具有较高的磁雷诺数。在一般的磁流体发电机中磁雷诺数$\mathrm{Re}_m \leqslant 1$；而脉冲等离子体磁流体发电机的磁雷诺数$\mathrm{Re}_m \geqslant 35$。脉冲等离子体磁流体发电机的另一个特点是等离子体密度大、速度非常高（10～30km/s）、电导率也较高（15～30kS/m）。因此这种脉冲等离子体磁流体发电机具有结构紧凑、体积小、重量轻、输出功率大（10^{10} W）和单脉冲能量大（兆焦耳以上）的优点；而且易于实现重复使用，从图5-21b所示的系统可以看出，操纵方式类似火炮，可通过自动装填药筒的方式实现快速重复工作。目前，这种类型的磁流体发电机已获得了1.05×10^{10}W的峰值功率、5.5MA的峰值电流且电流脉冲宽度为1μs，输出电压为2kV。由此可见，这种新型脉冲等离子体磁流体发电机的发展对促进脉冲功率技术，特别是脉冲大电流技术的发展具有非常重要的意义。

WWW.KECHUANG.COM 科创论坛 SINCE 2001

5.6.4 磁通压缩发生器励磁的脉冲磁流体发电机

王莹教授等人在脉冲功率技术研究过程中提出了一种磁通压缩发生器励磁的脉冲磁流体发电机。它实际上是一种混合型发电机，即将磁通压缩发生器与脉冲磁流体发电机有机地结合起来，利用磁通压缩发生器输出的脉冲电流作为磁流体发电机励磁绕组的励磁电流。这种混合型脉冲大电流产生装置的结构和工作原理如图 5－22 所示[22]。

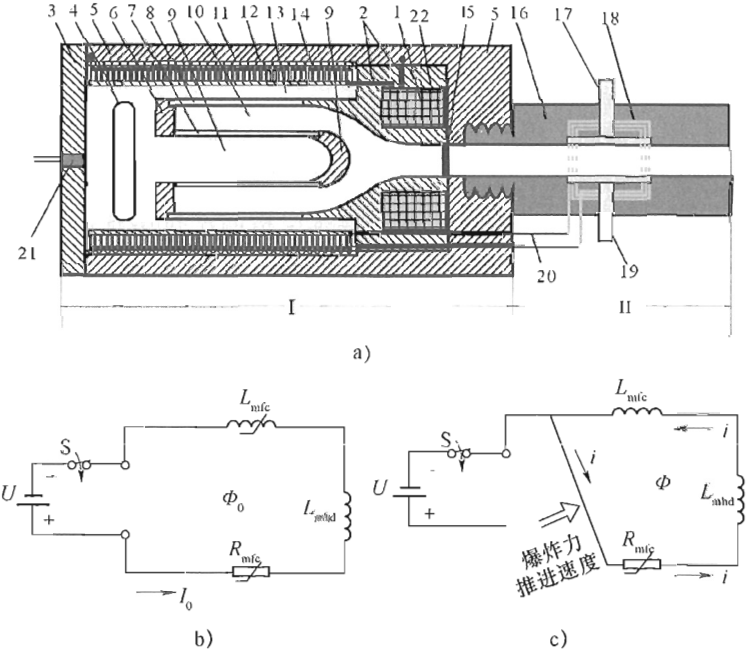


图 5－22　磁通压缩发生器励磁的磁流体发电机

a）结构；b）初始等效电路；c）工作中的等效电路

1—种子电源；2—输入母线；3—后盖板；4—平面波整形器；5—外钢筒；6—金属密封环；7、8—工质环腔内筒；9—高能炸药；10—气体工质；11—良导体螺线管；12—绝缘筒；13—短路筒；14—锥活塞；15—尼龙隔膜板；16—磁流体发电机外壳；17—上电极；18—励磁绕组线圈；19—下电极；20—输出母线；21—雷管；22—种子电源腔

由图 5－22a 可知：这种混合型发电机包括由磁通压缩发生器和等离子体发生器组成的共同体Ⅰ以及与共同体相连接的发电通道Ⅱ两部分。磁通压缩发生器的种子电源为锂热电池组，锂热电池组被放置于种子电源腔中，电池组的正极通过输入母线与磁通压缩发生器的短路筒相连，负极通过外钢壳与良导体螺线管连接，螺线管和短路筒的输出端通过输出母线与发电通道Ⅱ中的励磁绕组线圈连接，雷管穿过后盖板可引爆高能炸药，通

过平面波整形器对爆轰波整形，金属密封环密封地对地连接在工质环腔内筒的始端，铝活塞连接在金属工质环腔内筒的终端，将高能炸药和气体工质分离和密封保存，尼龙隔膜板用以密封气体工质。气体工质可采用约2MPa的氩气或氦气，且被密封于工质环腔内。在爆轰波的冲击加热下，气体工质被离解为等离子体。当包含等离子体的气体工质达到一定压力阈值时，可冲破尼龙隔膜板进入发电通道。进入发电通道的电子和离子在磁场的作用下分别向上电极和下电极漂移和聚积。绝缘筒用于将螺线管线圈与外钢壳隔开。

图5－22b和图5－22c分别为这种混合型磁流体发电机的初始等效电路和处于工作时的等效电路。初始工作时，闭合开关S，种子电源向磁通压缩发生器螺线管和短路筒的可变电感L_{mfc}、电阻R_{mfc}以及发电通道中的励磁绕组线圈L_{mhd}馈电，流过的种子电流I_0在放电回路中产生脉冲种子磁通ϕ_0。工作时，炸药爆炸驱动短路筒运动逐步短路螺线管线圈，放大种子电流，同时为磁流体发电机提供励磁电流，产生所需的磁场。

由于这种混合型磁流体发电机是利用炸药的爆炸力来共同驱动磁通压缩发生器和磁流体发电机工作的，因此具有结构紧凑、储能密度大、输出功率和能量转换效率高等优点。为了便于使用，也可对该混合型磁流体发电机的结构进行改进，将共同体的钢外壳加厚，事先把等离子体发生器和磁通压缩发生器做成一体化整装结构，以便像整装弹药一样自动装填，然后用类似火炮炮闩的装置替代后盖板，这样就能够实现连续使用、输出，连续脉冲的目的。

第6章　脉冲功率开关技术

在电磁动能武器电源中离不开脉冲功率开关，主要包括短路转换开关和断路转换开关两大类。短路转换开关简称短路开关或闭合开关。在脉冲大电流试验装置中使用的短路开关均为高电压、大电流的大功率开关。开关电极间所加的脉冲电压常高达数十千伏、数兆伏甚至数十兆伏，通过的电流可达数十千安甚至数兆安，功率常可达 10^9W 以上。

短路转换开关在脉冲大电流试验装置中起闭合电路、隔离电路和延时压缩电流脉冲等功能。大功率短路开关在脉冲功率技术中有着极其重要的地位和作用，不仅在电容储能的脉冲成形网络中被广泛使用，而且在其他储能的高功率脉冲电源中也被广泛应用。脉冲功率技术对短路开关的要求是开关结构紧凑电感小、开关击穿导通时的开关时延和分散性小、工作性能稳定、寿命长、工作噪声小、不污染环境且易于维修等。

在脉冲功率技术中常用的短路开关有高压闸流管、放电管、间隙开关等。虽然闸流管、放电管等短路开关具有放电时间短、重复频率高的特性，且在市场上可直接买到，但它们的工作电压一般不够高、功率也不够大。而间隙开关不仅具有耐高压、通流能大和功率大的特点外，还具有开关时延和分散性小的特点。因此，在脉冲功率技术领域及脉冲大电流产生装置中多采用间隙开关作为短路闭合开关。

间隙开关是借助开关主电极之间的击穿放电来导通的。有的间隙开关仅由两个电极构成，没有触发极，其两电极之间的击穿导通完全是靠自身电极之间所施加的电压，如果两电极之间所施加的电压超过该间隙开关的静态击穿电压，则该间隙开关会在高电压的作用下自动击穿导通，通常把这种开关称为自击穿间隙开关。而有的间隙开关除具有两个主电极之外，还具有触发极，其工作时两主电极之间的击穿与导通需要由触发极来控制，即当高压触发脉冲施加到触发极时，才能诱导和致使两主电极之间击穿导通。对于具有触发极的间隙开关而言，其具有可控性。间隙开关的可控性对于脉冲功率装置的控制而言极为重要。

断路转换开关主要用于电感储能的脉冲大电流试验装置中，主要用于将闭合的电路断开。断路换流技术在电感储能的大电流试验装置中的重要

性是显而易见的，可以说，如果不能实现大电流电路的换流，则电感储能就没有实用意义。断路开关通常是借助开关阻抗的急剧增大而迫使电流换路的装置。依据工作原理，断路开关可分为电阻性断路开关、电感性断路开关和电容性断路开关。电阻性断路开关工作时其阻抗的变化是由开关消耗能量引起的，如：电爆炸导体断路开关；电感性断路开关工作时其阻抗随自感的增大而增大；电容性断路开关工作时其阻抗的增大是基于开关电容的减小，目前电容性断路开关应用的很少。电感性断路开关和电容性断路开关在原理上都是可逆的，而电阻性断路开关中的变化往往是不可逆的。

对断路转换开关的要求是：开关寿命长、通流能力强（几千安至几兆安）、开关损耗小、开关阻抗上升速率快、能承受高的恢复电压（1kV～1MV）且恢复速度快以满足快速重复使用的要求。但遗憾的是，迄今为止还没有一种断路开关能同时满足上述要求。

断路开关有两个重要特性：一是开关可断开的电流 I_{op}；另一个是开关阻抗的上升速率。对于电阻性断路开关而言，开关阻抗即开关的电阻。开关电阻的变化率和可开断电流的乘积越大，则电感放电电路中能量传输的效率就越高。电爆炸导体开关和炸药爆炸开关的通流能力和容量都很大，但它们仅能使用一次。对可重复运行的断路开关，目前仅有功率小于100MW 的短脉冲断路开关，重复运行速率较高的大功率断路开关仍存在一些亟待解决的技术难题。等离子体焦点开关和扩散放电开关的概念能用于高功率和高重复率的场合。不同应用领域对重复断路开关的要求如表 6－1 所示[22]。

表 6－1　不同应用领域对重复断路开关的要求

参量	应用领域		
	定向能武器	惯性约束聚变	电磁发射（电磁炮）
断路电压	0.1～1MV	3MV	0.005～0.02MV
重复速率	5×10^3～5×10^4Hz	10Hz	100～500Hz
峰值电流	10～100kA	100kA	1～5MA
寿命	10^6～10^8 次	10^9 次	10^6～10^8 次
传导时间	ns～μs	μs	ms

断路开关的研究内容和方向是：传导时间与转换时间的比较；闭合电压与断路电压的比较；介质电强度的恢复速率；开关工作的能源；对能量吸收和损耗的能力；开关的体积、成本和复杂性；可控性及工艺等。此外，需要指出的是，有些开关既可用做断路开关，又可用做短路开关，如真空触发开关和等离子体融蚀开关。在众多断路开关中，只有电爆炸导体断路开关，由于结构简单、断流能力大，所以应用得最早、最广泛。

6.1 间隙开关工作的物理基础

间隙开关是以开关电极之间间隙内介质的击穿导通来工作的，且很大一部分间隙开关为气体间隙开关，如电极裸露于大气中的间隙开关等。因此有必要首先了解间隙开关工作的物理基础。下面以气体间隙开关为例进行说明。

6.1.1 气体放电的特征

气体间隙开关中的气体通常情况下不导电，但是如果气体中含有带电粒子，即电子、正离子和负离子，则它就能导电。气体中被电离的离子数与总原子数之比通常被称为电离度，电离度越高，气体的电导率就越大。电离的方式分表面发射和空间电离两大类。表面发射是指金属电极表面在某些情况下能够发射电子进入极间气体，发射的原因有热发射、场致发射、光发射及二次发射。空间电离是间隙中的气体自身由绝缘状态变成导电状态的现象，按照电离的原因可分为光电离、场电离和热电离。

气体放电的过程可用图 6－1 加以说明[4]。按照气体放电性质的不同，可分为非自持放电阶段和自持放电阶段。

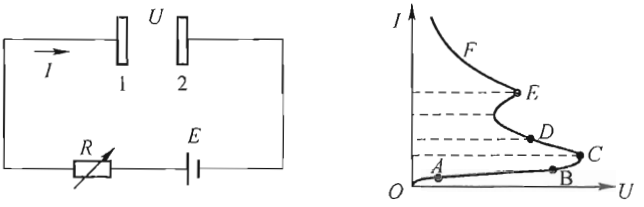


图 6－1 气体放电的试验电路及气体间隙放电的伏安特性

a）气体放电的试验电路；b）气体放电间隙的伏安特性

由图 6－1b 可知：气体间隙开始放电时随着电压的增加，由于越来越多的电荷在电场的作用下达到电极，因此间隙中的电流也增加（*OA* 段）；在 AB 段电流基本不变，这是因为外部电离因素所建立的全部电荷都落入了电极的缘故，此电流值的大小由作用在间隙上的电离因素的强度所决定；若继续增加电压，则电流急剧增加，这说明在电场的作用下气体电离过程有了强烈的发展，在电压为 U_c 时，间隙中的电流急剧增加，此时气体间隙失去电介质的特性而变成了导电体。气体间隙的电极之间出现高电导通道的现象称为击穿（考虑到击穿形成的全部过程，气体中的击穿称作

放电）。对应伏安特性曲线的 $OABC$ 段的放电称为非自持放电。因为在这一段，气体间隙中的电流是由外部电离因素的强度决定的。C 点以后的放电称为自持放电。在自持放电阶段，放电电流只与电路本身的参数（回路的阻抗和电源的功率）有关，并不需要由外部电离因素形成带电粒子来维持放电。开始自持放电的电压 U_c 称为起始电压。

根据放电条件的不同，自持放电的形式也有所不同。当气体压力较小时，由于单位体积中气体分子的数量不大，间隙不会具有大的电导，此时就会表现为辉光放电的现象。辉光放电时的电流密度不大，一般为 1～5mA/cm^2，放电占据了电极的整个空间。当气体的压力接近或超过大气压时，如果电源的功率不大或者间隙上所施加电压的时间较短，就会发生火花放电现象。闪电就是火花放电的一种。在持续电压作用下，火花放电的形式是电极间出现断续的火花。当电源的功率很大时，火花放电就会转入电弧放电，此时间隙中通过的电流很大，使放电通道发热，电导增加，因而电流继续增大。由于这个过程需要一定的时间，所以施加电压时间较短时火花放电就不会转入电弧放电。

此外，对于极间不均匀电场中的自持放电总是从电晕放电的形式开始的。电晕放电只在气体间隙中电场强度最高的地方（电极的尖端附近）发生。电晕放电时电极间不形成高电导通道，间隙仍保持其绝缘特性。当继续升高所施加的电压时，电晕放电就会转入火花放电或电弧放电。

6.1.2 气体电离的物理过程

气体放电的必要条件是其中存在着自由电荷，即电子和离子。无论是气体中的电离还是电极表面电荷的发射，都能产生自由电荷。为了实现原子的电离，必须通过一定的方法使原子获得一定的能量，且这个能量需大于该原子的电离能。表 6－2 所示为几种常见气体的电离电位和激励电位。如果原子获得的能量小于其电离能，且电离电位大于等于激励电位，则原子将进入激励状态，激励状态是不稳定的，经过很短的时间（约 10^{-8}s），就会恢复到常态。

表 6－2 几种常见气体的电离电位和激励电位

气体名称	电离电位 U_A/V	激励电位 U_B/V
氢气	15.4	11.4
氮气	15.8	6.1
二氧化碳	13.7	10.0
氧气	14.5	7.9
氮气	44.6	19.8

在发生电离时气体间隙也常常伴随着复合现象的发生。复合过程中会伴随着能量的释放，且所释放的能量等于电离过程中所吸收、消耗的能量。因此，气体放电时常伴随有光辐射。气体电离常见的形式有碰撞电离、光电离、热电离以及电极表面发射。供给电子逸出金属电极表面所需能量的方法有：加热阴极的热电子发射、高能粒子碰撞引起的二次电子发射、用短波长射线照射阴极表面的光电子辐射以及由强电场引起的自由电子发射。总之，气体放电中电极表面电子发射的发生主要由正离子碰撞阴极和短波长射线照射阴极引起。表6－3所示为几种常见金属的表面电离电位[35]。

表6－3　几种常见金属的表面电离电位

金属	铝	银	铜	铁	氧化铜
电离电位/V	1.8	3.1	3.9	3.9	5.3

分子电离时产生正离子和自由电子，复合过程和电离过程相反。间隙气体放电通道中可产生电子和正离子的复合，但这个复合过程的概率不大，因为电场中的电子具有很大的运动速度，正离子和电子相互作用的时间会受到很大的限制。但在一定条件下，自由电子能够与中性气体分子结合（附着在分子上面），形成负离子。附着的条件是组成分子的原子上具有空间的稳定轨道，电子可以落在它上面。中性分子和电子的亲和作用用亲和能表示，当电子与中性分子结合时可释放出亲和能。为了使附着的电子与这种气体分子分离，它们就必须吸收能量，此能量等于亲和能，因此电子与中性气体分子的复合是比较稳定的。这样，在气体放电通道中就会存在正离子和负离子之间的复合，这种复合的概率要比电子与离子的复合概率大得多。这是因为离子在电场中运动速度大大低于电子的运动速度。在正、负离子复合的过程中，多余的电子就会从负离子转移至正离子，从而变为中性分子。

空间电离系数。假定由 N_0 个电子在沿 x 轴的正方向运动，随着电子的向前运动，即运动位移 x 增大，未发生碰撞的电子数目将会减少，电子运动至位移为 x 处时未发生碰撞的电子数为 N，当电子的运动位移再增加 $\mathrm{d}x$ 时，未发生碰撞的电子减少的数目（即发生碰撞的电子数目）为 $\mathrm{d}N$，则有：

$$N\frac{1}{\lambda}\mathrm{d}x = -\mathrm{d}N \tag{6-1}$$

利用式（6－1）可计算出经过位移 x 或更大距离而没有发生碰撞的电子所占的比例，即：

$$\frac{N}{N_0}=e^{-x/\lambda} \tag{6-2}$$

式中 λ——电子的平均自由程。

由于所有粒子的平均自由程均大于零，根据式（6-2）可知，行程等于或大于平均自由程的粒子占全部粒子的1/e，即37%；行程大于10倍自由程的粒子仅占全部粒子的0.05%左右。若所有粒子都处于完全相同的条件下，则式（6-2）就可表示粒子的实际自由程大于或等于 x 的概率。

在已知电子运动过程中未发生碰撞的概率之后，就能够估计其运动过程中所发生的电离次数。为方便计算和说明，现假定如下：当电子的动能等于或大于电离能时每次碰撞都能发生电离，反之则不发生电离；每次碰撞时电子完全失去其动能，且速度从零开始新的行程；电子沿电力线方向运动。在上述条件下，空间电离系数 a 可定义为电子沿电力线方向行经1cm所发生的电离次数。当然上述的这些假定是不严格的，但采用这些假定后就可以得到空间电离系数的简明表达式。若电子的平均自由程为 λ，因此在1cm的距离内，一个粒子的碰撞次数即为 $1/\lambda$。在这些碰撞中，只有实际行程等于或大于 $x'=U_A/E$ 时才能发生电离，其概率为 $e^{-x'/\lambda}$。因此，在1cm的距离内的电离次数为：

$$a=\frac{1}{\lambda}e^{\frac{-x'}{\lambda}} \tag{6-3}$$

气体分子或粒子的平均自由程与压力或密度有关。

此外，气体间隙开关在击穿放电过程中还会出现电子崩。电子崩及电子崩轴线上电子和离子数的密度分布如图6-2所示。电子崩的产生过程如下：假定在外电离因素的作用下，在阴极附近出现了一个电子，当电极之间的电场足够强时，这个电子就会在电场的作用下向阳极运动，运动过程中会不断产生碰撞电离，致使电子总数按几何级数持续增加。这个不断增加的电子流就称之为电子崩。

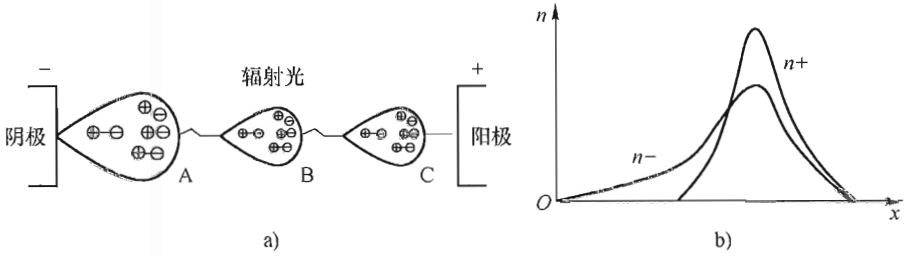


图6-2 电子崩及电子崩轴线上电子和离子数的密度分布

a）电子崩的形成过程；b）电子崩中电子和正离子沿轴线的数密度分布情况

向阳极运动的电子把正离子留在后面，正离子以比电子小得多的速度向阴极运动（在放电的场强和大气压力下，$v_e = 2 \times 10^7 \text{cm/s}$，$v_+ = 2 \times 10^5 \text{cm/s}$）。这样电子将主要集中在电子崩的头部，而离子则分布在整个电子崩中。

电极间电子崩的产生不是自持放电的标志。实际上只要正离子进入阴极，电子进入阳极，间隙中的电流就终止了。为了恢复电流，就需要新的电子，它们为新电子崩的开始。如果这些电子由外界电离因素产生，则放电仍为非自持放电。此时，间隙中将有一个个电流脉冲通过，电流脉冲重复的频率取决于外电离因素的强度。

为了使放电转入自持放电，必须在气体间隙内初始电子崩消失之前的过程中产生新的电子（二次电子）。产生二次电子的过程主要有以下三种情况：一是初始电子崩产生的正离子撞击阴极；二是初始电子崩的辐射引起阴极表面光电离；三是初始电子崩的辐射引起气体空间电离。这些过程所起作用的大小取决于放电发展时气体的压力。当压力小时，阴极上的撞击起主要作用；而当压力接近大气压或更高时气体空间中的光电离起主要作用。产生这些差异的原因在于当压力升高时，离子自由行程减小，撞击阴极的效率降低；当压力升高时，由于气体空间中光子的吸收，阴极上光电离的效率降低。

二次电子产生过程的强度可用二次电离系数 γ 来描述。二次电离系数对应于电子崩一个电离过程产生的二次电子数。当一个初始电子到达阳极时，电子崩中的电离数等于 $e^{\alpha x} - 1$。这些电离产生了 $(e^{\alpha x} - 1)\gamma$ 个二次电子，如果二次电子数等于或大于 1，即由于电子崩自身的发展又重新产生了初始电子，那么放电就会转入自持放电。因此，自持放电的条件为 $(e^{\alpha x} - 1)\gamma = 1$。在自持放电时，即使没有外界电离因素的作用，放电也能持续进行。

碰撞电离系数随电场强度的增加而很快地增大，当电场强度稍微超过引起自持放电的初始电场场强时就能足以使电子崩所诱发产生的电子数大于 1。这时气体间隙中放电分子数急剧增加，因此在电极间就建立了大部分分子被电离的通道，从而形成等离子体放电通道。为了维持物质处于等离子体状态，需要使电子和离子浓度达到一定数值，具体解释如下：由于带电粒子做杂乱无章的热运动，电子较轻，当浓度较低时电子有可能脱离等离子体的范围，这样电荷的平衡状态就会被破坏，致使等离子体被瓦解。在电子脱离等离子体后，脱离的电子和带多余正电荷的离子之间产生的电场力又将阻碍电子从等离子体中逸出。只有当带电粒子的浓度足够高时，这些电场力才能形成足以阻止电子从等离子体逸出所必须的位能，从

而维持等离子体的状态。在高电压技术领域中，等离子体是在放电时产生的。放电时放电通道中的电离程度（火花放电和电弧放电）需足够高。放电通道中的电离程度越高，等离子体的导电性就越好。

以碰撞电离过程为基础的气体放电理论很好地解释了短间隙距离的气体击穿，但在研究长间隙火花放电时，此理论与实际试验数据相差较大，于是产生了新的放电理论，即流注理论。

随着电子崩向阳极的移动，其中电子和正离子越积越多。这一方面改变了间隙中电场的分布情况，使电子崩的头部和尾部的电场强度增大，另一方面由于电子崩头部和尾部的电荷消弱了电子崩内部的电场，使得其内部的复合作用加强，复合过程中放出大量的光子。如果这些光子在距电子崩头部不远处使气体粒子电离产生光电子，这时光电子处在场强增高的区域，光电子立刻向阳极方向运动，并产生第二个电子崩。这样在初始电子崩和二次电子崩之间的区域就充满了初始电子崩的电子和二次电子崩的正离子，即形成了等离子体通道。这种由于电子崩自身的辐射而产生光电离并形成高导电通道的放电阶段称为流注阶段，这个导电的通道就称之为流注。流注的增长速度要比流注前部的电子速度快，约 $10^7 \sim 10^9$ cm/s。在流注到达相对的电极之后，电极间就形成了高导电通道，并发展为主放电。由于流注是从阴极发展的，因此是负空间电荷的流注，也称为阴极流注。

在均匀电场中，当施加电压大大超过击穿电压时就会产生阴极流注；当电压接近击穿电压时在初始电子崩经过电极间的整个路径之后，流注才形成，并且从阳极获得正空间电荷，这种流注是从阳极向阴极发展的，因而被称为阳极流注。

6.2 气体火花间隙开关

气体火花间隙开关以三电极间隙开关应用最多。三电极场畸变气体开关适用于要求低放电抖动的应用场合，而三电极触发管型气体开关的触发范围较大，适用于触发脉冲电压较低的场合。

6.2.1 触发管型三电极间隙开关

触发管型三电极间隙开关是应用较广且结构简单的一种间隙开关，其结构如图 6-3 所示[3]。从图 6-3 中可知，触发管型三电极间隙开关主要由实心电极 G_1、空心电极 G_0 及触发极或触发针 Z 构成。其中触发极处于空心电极内，触发极与空心电极之间通过绝缘套管 E 隔开。为了便于对三

电极间隙开关的击穿工作过程进行分析，这里首先给出各电极之间的间隙距离。各电极之间的间隙距离见图 6－3，其中实心电极与空心电极之间的间隙距离用 l_1 表示，实心电极与触发极之间的距离也为 l_1，空心电极与触发极之间的间隙距离即绝缘管的厚度用 l_2 表示，触发极的直径用 d_z 表示。

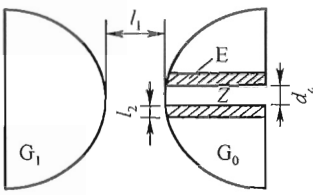


图 6－3　各电极之间的间隙距离

在脉冲大电流装置的主放电回路中，三电极间隙开关的实心电极与储能电容器的高压端相连接，空心电极与负载相连接，触发极与触发装置 ZF 相连接。简单地说，三电极间隙开关的基本工作原理是：当高压触发脉冲通过电缆加到隔离间隙的触发极时，在间隙产生火花，引起实心电极与空心电极之间击穿而接通主放电回路。根据三电极间隙开关击穿过程的长短，可以将三电极间隙开关的击穿过程分为两种：一种是短时间击穿过程；另一种是长时间击穿过程。下面对这两种工作方式进行分析。

1. 短时击穿过程

短时间击穿过程如图 6－4 所示，其工作时需要负极性高压触发脉冲。第一步击穿发生在实心电极与触发极之间，第二步击穿发生在空心电极与触发极之间。这两步击穿完成之后，三电极间隙开关则全部击穿导通。这种击穿过程之所以称之为短时间击穿过程，是因为第一步击穿发生在极间距离较大的实心电极与触发极之间，实心电极与触发极之间一旦击穿，则实心电极与空心电极之间就很容易击穿，因此，整个三电极隔离间隙的击穿时间很短，一般在几个毫微秒到几十毫微秒之间。

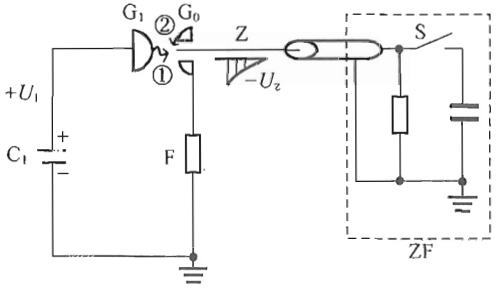


图 6－4　短时间击穿过程

在触发脉冲未加至触发极时，由于实心电极连接到储能电容器的高压端，所以实心电极对地的电位为 U_1。空心电极经负载接地，且放电回路处于开路状态，因此空心电极上的电位为零。对于触发极来说，它经触发电缆和触发装置也接至地，因此触发极的电位也为零。这样，实心电极与空

心电极、触发极之间的电场强度均为 U_1/l_1。空心电极与触发极之间的电场强度为零。在触发脉冲未加至触发极时，通常要求实心电极与空心电极、触发极之间均不应发生击穿现象，否则间隙开关就不能将主放电回路与充电回路隔离开，即隔离间隙将自击穿。

当触发脉冲加至触发极时，触发极的电位不再为零，而是变为 $-U_z$，实心电极和空心电极上的电位仍分别为 U_1 和零，导致实心电极与触发极之间的电位差由 U_1 变为 U_1+U_z，两者之间的电场强度由 U_1/l_1 变为 $(U_1+U_z)/l_1$，实心电极与空心电极之间的电位差和电场强度分别仍为 U_1 和 U_1/l_1，空心电极与触发极之间的电位差由 0 变为 U_z，两者之间的电场强度由 0 变为 U_z/l_2。当实心电极与触发极之间的电场强度比空心电极与触发极之间的电场强度大得多时，则实心电极与触发极之间将首先被击穿。一旦实心电极与触发极之间被击穿，则实心电极上的电压将迅速加到触发极上，使触发极的电位由 $-U_z$ 迅速变为 U_1，触发极与空心电极之间的电场强度迅速由 U_z/l_2 变为 U_1/l_2，从而使两者之间的电场很强。因此，触发极与空心电极在很强的电场作用下，两者之间就很容易击穿导通。因此，隔离间隙的整个击穿过程很短。

需要指出的是：短时间击穿过程不仅与触发脉冲的极性有关，而且还与实心电极与空心电极（实心电极与触发极）之间的距离 l_1、空心电极与触发极之间的绝缘环厚度 l_2 的配合情况有关。要保证短时间击穿过程的发生，就必须保证负的触发脉冲加至触发极时，实心电极与触发极之间的电场强度比触发极与空心电极之间的电场强度高许多。尽管短时间击穿过程需要的时间较短，但它也需要一定的时间，这主要是因为间隙内放电的发展需要一定时间，即从通道击穿开始到导通良好放电通道的建立需要经历一段时间，这段时间一般为 10ns。因此，三电极隔离间隙短时间击穿过程的开关时间不可能比通道建立的时间短。

2. 长时间击穿过程

长时间击穿过程如图 6－5 所示，其工作时需要一正极性的触发脉冲。当正极性触发脉冲加到触发极上时，第一步击穿发生在触发极与空心电极之间，第二步击穿发生在空心电极与实心电极之间。第二步击穿完成之后，整个隔离间隙完全导通。这种击穿过程与短时间击穿过程相比，需要更长的时间，因此将这一击穿过程称为长时间击穿过程。这种击穿过程之所以需要较长的时间，是因为第一步击穿发生在极间距离很短的空心电极与触发极之间，第二步击穿是靠第一步击穿时电火花所造成的气体电离来实现的，实心电极与空心电极之间击穿时其两者之间的电场强度并不强，所以整个击穿过程较长，一般在几微秒左右。

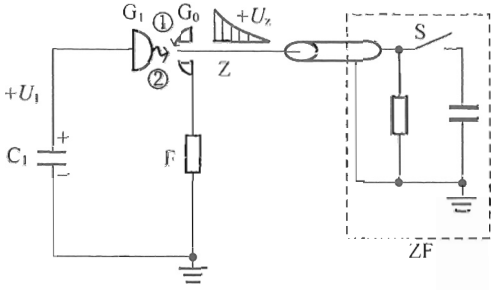


图 6－5　长时间击穿过程

在触发脉冲未加至触发极时，实心电极的电位为 U_1，空心电极与触发极的电位均为零。因此，实心电极与空心电极、触发极之间的电场强度均为 U_1/l_1，空心电极与触发极之间的电场强度为零。此时，要求三电极间隙开关不发生自击穿现象，否则它就不能将充电回路与主放电回路隔离开。这也就是说实心电极与空心电极、触发极之间的电场强度小于它们之间的静态击穿场强。

当正极性触发脉冲加至触发极，且三电极隔离间隙未击穿导通时，实心电极的电位仍为 U_1，空心电极的电位仍为零，触发极的电位变为 $+U_z$，因此，实心电极与触发极之间的电场强度由 U_1/l_1 变为 $(U_1-U_z)/l_1$，触发极与空心电极之间的电场强度由 0 变为 U_z/l_2，实心电极与空心电极之间的电场强度仍为 U_1/l_1。

设实心电极与空心电极的之间的静态击穿场强为 E_{s1}，空心电极与触发极之间的静态击穿场强为 E_{s2}。为了保证隔离间隙能够可靠工作，一般要求其触发极未加触发脉冲时，隔离间隙自身不击穿，即要求实心电极与空心电极、触发极之间的电场强度均小于其静态击穿场强，此时有 $U_1/l_1 < E_{s1}$ 成立。现在当正极性触发脉冲加至触发极时，实心电极与触发极之间的电场强度变小，所以两者之间更不容易击穿；实心电极与空心电极之间的电场强度未发生变化，所以实心电极与空心电极之间也不会直接被击穿。

只有当触发极与空心电极之间的电场强度大于其静态击穿场强时，即 $U_z/l_2 > E_{s2}$ 时，触发极与空心电极之间将首先被击穿。一旦触发极与空心电极被击穿之后，触发极上的电位将由 $+U_z$ 下降为零，使实心电极与触发极之间的电场强度又上升为 U_1/l_1，同时在第一步击穿时产生的电火花的作用下，造成气体电离，致使实心电极与空心电极之间被击穿，从而接通主放电回路。由于实心电极与空心电极之间的击穿是在第一步击穿时产生的电火花作用下发生的，而不是在很强的电场作用下发生的，所以隔离间隙的整个击穿过程较长。

短时间击穿过程需要有一个幅值较高上升陡度大的负极性触发脉冲，对于触发电容的能量要求不高，第一步击穿发生在实心电极与触发极之间，第二步击穿发生在触发极与空心电极之间。一旦实心电极与触发极之间被击穿，则实心电极的电位 U_1 将加至触发极，因此触发极与空心电极之间的电场强度很强，这两者之间就很容易被击穿。

长时间击穿过程需要有一个幅值较高上升陡度大的正极性触发脉冲，它对触发电容的能量要求要足够大。这主要是因为第一步击穿发生在触发极与空心电极之间，而第二步击穿发生在电场强度比较均匀的实心电极与空心电极之间，且第二步击穿是在第一步击穿时产生电火花的作用下引发的，因此第一步击穿时需要产生很强的电火花。这不同于短时间击穿时的情况。短时间击穿时的第二步击穿是在很强的电场作用下发生的。

3. 三电极间隙开关的触发特性及参数

间隙开关的触发特性是表征间隙开关工作性能好坏的重要指标。而间隙开关的触发特性通常可用两个重要参数来表征。这两个重要参数为开关时间（或开关时延）和开关时间的分散性（开关的抖动）。间隙开关的触发特性可通过图 6－6 所示的实验方法测出。

图 6－6 中 C_1 为储能电容器，R_1 和 R_2 构成分压器，G_1、G_0 和 Z 分别为三电极间隙开关的实心电极、空心电极和触发极。间隙开关的触发特性可由分压器引出端的电压波形来反映，而分压器输出端的电压波形可用示波器记录下来。

图 6－7 所示为由示波器测得的间隙开关的触发特性，它表明了当触发脉冲加到隔离间隙的触发极时，隔离间隙由绝缘状态变为导通状态的时间历程。图 6－7 中横轴下方阴影部分表示触发脉冲电压波形，横轴上方表示三电极间隙开关击穿导通过程中由分压器分压、并经示波器所记录的电压波形。

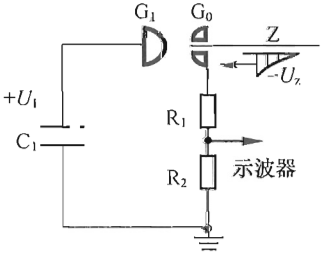


图 6－6　间隙开关触发特性的测量

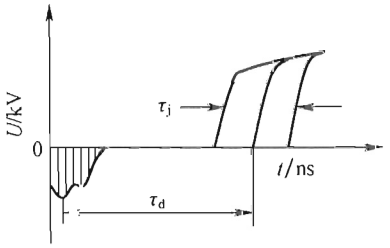


图 6－7　间隙开关的触发特性

间隙开关的开关时间 τ_d 是指从触发脉冲加到间隙开关的触发极到间隙

开关全部导通所经历的时间。因此，间隙开关的开关时间又称为开关时延。由于间隙开关被击穿时，气体放电的分散性，即使在电容器的充电电压、触发脉冲等均相同的试验条件下，间隙开关的开关时间也不完全相同，所以间隙开关的开关时间通常是指多次实验所测得的开关时间的平均值，而不是指某一次测量时所获得的开关时间。

对于某一固定三电极间隙开关而言，由于气体放电的分散性，致使间隙开关每次导通的开关时间都不一致，从而在间隙开关的触发特性上呈现一条窄带，即间隙开关有可能在这条窄带所覆盖的时间段内某一时刻完全导通。通常将这条窄带所覆盖的时间段称为间隙开关开关时间的分散性或间隙开关的开关抖动时间，用 τ_j 表示。开关时间反映了间隙开关导通过程的快慢，而开关时间的分散性反映了间隙开关导通时的准确性。

脉冲大电流装置对间隙开关的基本要求是：当触发脉冲加到间隙开关的触发极时，间隙开关能够又快又准确地接通主放电回路，这就要求隔离间隙的开关时间要小、开关时间的分散性也要小，即隔离间隙的触发特性要好。尤其是在大型脉冲大电流试验装置中，当触发脉冲同时加到多个间隙开关的触发极时，常常需要它们能够同时被击穿，即多个间隙开关并联运行时应能够保持良好的同步运行关系。只有处于放电回路中的这些间隙开关能够保持同步击穿，各组储能电容器才有可能在同一时刻对负载放电，负载上才能获得所需的脉冲大电流。因此，间隙开关的并联同步运行问题对大型脉冲大电流试验装置来说非常重要。

三电极气体间隙开关的触发特性与其结构参数、充电电压（即与储能电容器高压端相连接的电极电压）、气体种类与气体压力及触发电压等参量有关。不同结构参数的三电极间隙开关，其自持放电电压（即自击穿电压）不同。在某一特定触发脉冲的作用下，某一特定间隙开关具有一定的电压工作范围。间隙开关的电压工作范围是指与储能电容器高压端相连接的电极电压，当该电压低于最小运行电压时，即使将触发脉冲加至触发极上也不能使间隙开关击穿导通，当该电压高于最大运行电压时会造成间隙开关的自击穿，即间隙开关在未加触发脉冲的作用下自动击穿导通。间隙开关的开关时间随气体压力的升高而增大，随充电电压和触发脉冲电压陡度的增加而减小；开关时间的分散性随充电电压的增加而减小。

三电极间隙开关的触发特性与主间隙电极电压 U_0 的极性、触发脉冲电压 U_z 的极性密切相关，表 6－4 所示为间隙开关触发特性与电压极性的关系。

表 6-4 间隙开关触发特性与电压极性的关系

电压极性	U_0	+	−	电压极性	U_0	+	+
	U_z	−	+		U_z	−	−
触发特性		良好	最好	触发特性		不好	不好

对于气体间隙开关而言，除了反映其触发特性的开关时间和开关时间的分散性这两个参数之外，其基本参数还包括击穿电压、火花电阻和火花电感等。

气体火花放电的机理已研究多年，但并不完善。目前，常用流注理论作粗略的解释，并引出了一些估算自持放电电压的半经验公式，但这些公式中含有某些难以确定的参数而不便使用。在工程实际中，常综合流注理论、巴申定律及试验数据以获得自持火花放电的电压经验值。在大气和室温环境下，若电极间的电场均匀，且电极间的间隙距离为 1～10cm，则所得到的火花放电电压的近似关系式为[36]：

$$U_d = \frac{150d^{1.1}}{\ln(200d^{1.1})} \tag{6-4}$$

式中 U_d——放电电压，kV；

d——电极之间的间隙距离，cm。

更为一般地，对空气和均匀电场，有近似关系式：

$$U_d = \frac{150(pd)^{1.1}}{\ln[200(pd)^{1.1}]} \tag{6-5}$$

式中 U_d——放电电压，kV；

d——电极之间的间隙距离，cm；

p——压强，0.1MPa。

式（6-5）适用于 $pd = 0.1 \sim 1\text{MPa} \cdot \text{cm}$，$p = 0.1 \sim 1\text{MPa}$，$d = 1 \sim 10\text{cm}$ 的情况。

纯净氮气的击穿电压可按照相同条件下的空气数据进行估算。六氟化硫（SF_6）气体是一种优良的绝缘介质，也常用在气体火花间隙开关中，但需要注意的是，它必须尽可能在均匀电场中使用，以充分发挥其绝缘能力。此外，六氟化硫放电产物有毒，不能随意向大气中排放，这也是限制使用该气体的一种重要因素。在均匀电场中，干燥纯净的六氟化硫的击穿电压约为空气和氮气的 2.2～2.8 倍。均匀电场下，采用六氟化硫绝缘的气体间隙开关的击穿电压为：

$$U_d = 88.5pd \tag{6-6}$$

式中 U_d——放电电压，kV；

d——电极之间的间隙距离，cm；

p——压强，0.1MPa。

式（6-6）适用于 $pd>0.2$MPa·cm，$p<0.2$MPa 的情况。

火花间隙开关形成流注放电后，火花中就开始了电流的快速增长过程。在这个过程中，火花电阻从很大值变到接近于零。间隙开关从绝缘状态过渡到导通状态的时间决定着间隙开关的时延及开关时间的分散性。间隙从不导通状态到导通状态的过渡过程可以用间隙上的电压随时间的变化曲线来表征，间隙上的电压时间曲线即间隙开关的开关特性，如图 6-8 所示。

间隙开关的导通时间可用开关特性曲线上的两点之间的时间间隔来表示，其中一点取自 0.9 倍的初始间隙电压处 U_0，另一点可根据开关特性曲线取自 0.4 倍或 0.1 倍的初始间隙电压处。

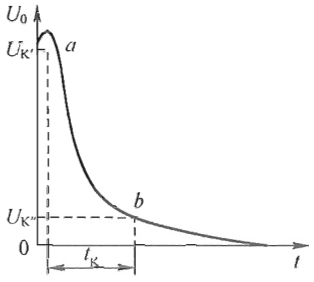


图 6-8　火花间隙开关的开关特性

为了确定火花电阻随时间变化的关系，托帕勒（Toepler）提出了一个经验公式：

$$R=\frac{Kd}{\int_0^t i\mathrm{d}t} \tag{6-7}$$

式中　R——火花电阻；

d——间隙距离；

i——电流。

间隙火花电阻和通过间隙的电荷量有关，电荷量越大，电阻越小。这个公式对于时延较长的间隙（微秒或几百纳秒），实验结果与计算结果是相符的，但对于更短放电时延的间隙，就不合适。

罗姆普（Rompe）和韦策尔（Weize）根据火花通道能量平衡的条件，提出了火花电阻、电流和时间之间更为合理的公式，即：

$$S+W_t+\frac{\mathrm{d}W_i}{\mathrm{d}t}=Ei \tag{6-8}$$

式中　S——电磁辐射功率；

W_t——热传导功率；

W_i——火花通道内部的能量（包括原子、离子移动、分子转动、振荡等，主要是电子的能量）；

E——电场强度；

i——通道电流。

火花通道内部能量主要呈现为热能和电离能，即：

$$W_i = \pi r^2 n_e \frac{3}{2} kT + \pi r^2 n_e V_i \tag{6-9}$$

式中 r——火花通道的半径；

n_e——电子密度；

V_i——电离能；

k——波尔兹曼常数；

T——绝对温度。

等号右边的第一项为热能，第二项为电离能。

Rompe 和 Weize 在假定火花通道存在时电极上的电位降落与远离电极的火花通道上的总电压相比小得可以忽略，在这些假定下所获得的火花通道电阻可表示为：

$$R^2 = \frac{Pd^2}{2a'^2 \int i^2 \mathrm{d}t} = \frac{(Pd)^2}{p2a' \int i^2 \mathrm{d}t} \tag{6-10}$$

$$a' = (e\beta_e)/[(3/2)kT + eV_i]$$

式中 a′——气体特征常数；

e——电子电荷；

β_e——比例系数；

P——压力；

d——间隙距离；

i——电流。

在考虑间隙开关导通过程中火花通道电阻［参照式（6-10）］的情况下，对放电回路过渡过程的分析表明放电的发展由火花通道电导率增长的特征时间参数 θ 决定。

$$\theta = \frac{2Pd^2}{a'U_0^2} = a(E/P)^{-2}(a'P)^{-1} \tag{6-11}$$

气体特征常数与时间无关。实验证明火花间隙开关击穿时间隙上的电压从初始值下降到接近于零的这段时间和时间常数 θ 成正比。因此，气体压力 P 和 E/P 越大，θ 越小，间隙的放电时延就越小。在间隙距离为毫米级的间隙中，当氮气、空气和其他气体的压力到达 10×10^5 Pa 或更大时，$\theta < 10^{-9}$ s[37]。火花通道电导率增长时间随气压的增加而减小的这种特性广泛地应用于大功率微秒、纳秒脉冲技术中，可以说在高压微秒、纳秒脉冲发生器用的大量间隙都是被置于压缩气体中的。

火花放电通道直径一般随放电电流而变化，因此不易精确计算，但通常放电通道很细（一般在 10^{-4} m 量级），它相对于回流电极的距离（通常 0.1m 量级）而言小得多，因此可利用高频导线或者同轴线电感的计算方法近似地计算火花通道的电感。

$$L \approx 2d\ln\left(\frac{2d}{a}-1\right) \approx 14d \tag{6-12}$$

$$L \approx 2d\ln\left(\frac{b}{a}\right) \approx 14d \tag{6-13}$$

式中 L——火花通道电感，nH；

d——火花长度，cm；

a，b——火花通道和回流导体的半径。

4. 气体间隙开关的设计考虑

在气体间隙开关的设计过程中，需要考虑间隙开关的结构、极间的电场分布、极间的绝缘、绝缘气体的种类及气压以及电极结构材料等诸多因素。

气体间隙开关电极之间的电场分布对间隙开关的性能和寿命有着重要影响。极间电场分布较均匀时，放电通道比较分散，这有利于延长间隙开关的使用寿命，但会影响间隙开关的开关时间的分散性，使开关时间的分散性增大；极间电场分布不均匀时，放电通道的分布比较集中，这有利于减少间隙开关放电的分散性，但会影响间隙开关的使用寿命。对于脉冲大电流试验装置，既要保证一定的寿命，又要适当限制放电的分散性，因此电极之间的电场分布通常介于稍不均匀到不均匀之间。球－球电极、球－板电极、圆柱半球头电极及圆柱平球头电极之间的电场不均匀系数的近似计算见参考文献［36］。

绝缘长度的设计也是气体火花间隙设计过程中需要折中考虑的问题。一方面，电极之间必须有足够长度的绝缘，以耐受一定幅值的工作电压，特别是工程使用中希望绝缘长度留有一定的裕度；另一方面，绝缘长度增大时必然导致间隙开关的电感增大，这在脉冲大电流装置中是不希望的出现的。绝缘体表面的形状也是决定绝缘长度的关键因素。对于直流开关，可将绝缘部件的表面设计成曲线起伏的形状，使得对于同样的开关电感，绝缘能力能得到显著提高。在其他条件相同时，绝缘长度的选取还要考虑开关工作电流的大小。在脉冲大电流情况下，开关放电时电极物质的喷溅会导致绝缘部件表面的污染，污染的程度随冲击电流的增大而加剧。因此，在脉冲大电流情况下绝缘长度应适当增加以抵消绝缘表面污染的影响。

在气体间隙开关的设计过程中，气体的选取应综合考虑其绝缘强度、经济性、与所接触材料的兼容性及放电废气对工作人员和环境的影响等。通常情况下，气体火花放电间隙开关选用干燥过滤的空气或氮气；在气压不太高而电场分布比较均匀的情况下，可选用六氟化硫或六氟化硫与干燥空气、氮气的混合气体。从减小开关电感的角度而言，尽量提高气体压力

是一个有效的方法，但气压太高会带来工程上的不便，如重量大、造价高及安全性差等。此外，气体压力过高时电极材料对放电的影响较大，放电会明显偏离巴申定律，放电电压很难估计，必须通过试验确定。因此，除了某些特殊的应用场合（如对波前沿要求特短的情况）外，在脉冲大电流试验装置中通常选用常压下设计的气体间隙开关。

5. 气体间隙开关的试验内容

气体间隙开关的试验内容主要包括静态放电试验、触发试验和动态放电试验。

静态放电试验也称自击穿试验，其目的是在接近实际使用的情况下，通过重复放电试验获得一定气体压强与放电电压的试验关系（通常给出静态击穿电压平均值及其标准偏差随压强变化的曲线），以便根据实际需要调整开关的工作参数。如对一定工作电压选取适当的气体压强或对一定的气体压强选取适当的工作电压。此外，还可通过静态放电试验来评估间隙开关的其他性能，如稳定性和寿命等。

触发试验的目的是掌握开关的触发性能，如触发范围、阈值、开关时延及开关的抖动性等。触发范围可用一定触发脉冲作用下开关可触发的最小欠电压比（主放电间隙上的外施电压与静态击穿电压平均值之比）表示，即从该值到100%的区间称为触发范围；触发阈值可用一定欠压比下开关触发时的最小触发脉冲电压（或它与静态击穿电压的平均值之比）表示；抖动是开关时延的标准偏差，可用多次触发试验的开关时延的样本偏差作为其测量值。实际试验中，为了使测试结果具有较高的可信度，进行30次左右的触发试验是比较合理的。

动态放电试验的目的是全面掌握接近实际工作条件下间隙开关的放电性能。在实施动态放电试验时应根据静态放电试验和触发试验的结果对开关进行适当的调整，以获取比较满意的开关性能。需要注意的是：间隙开关在放置和使用一段时间后，需要重新试验以确定其性能。

6.2.2 场畸变型三电极间隙开关

场畸变型三电极间隙开关的结构和电极形状有多种不同的形式，具体情况如图6-9所示[22]，其中电极1和电极3为主电极，电极2为触发极，电极1与储能脉冲电容器的高压端相连接，电极3与负载端相连接，电极2与触发回路相连接。图6-9a中的触发电极为针状结构，它在放电时一般只能产生单个放电通道；其他几种结构在放电时可产生多个放电通道。放电通道多将使放电通道的总电阻和总电感减小，因而可改善间隙的击穿特性，例如使脉冲前沿变陡。

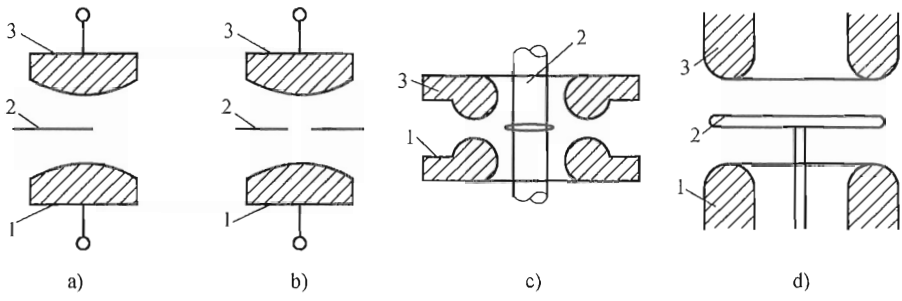


图 6－9　场畸变型三电极间隙开关的几种结构形式

a）触发电极为针状；b）触发电极为中间有圆孔的盘状；c）触发电极为装在柱上的圆盘状；d）触发电极为圆盘状

1，3—主电极；2—触发极

场畸变型三电极间隙开关的工作原理如图 6－10 所示。图 6－10a 所示为场畸变型三电极间隙开关的原理电路。图 6－10b 所示为触发极未施加触发脉冲时，主间隙之间的电位分布情况。触发之前，触发极的电位可通过调整分压电阻 R_1 和 R_2 的阻值来调整，具体电位可根据其在主间隙中的位置而确定，其确定依据是使触发极处于某一等位面上，使触发极的电位不对主电极之间的电位分布产生影响。当触发脉冲加至触发极时，触发极的电位不再为原来的电位，因而使电极 1、电极 2 和电极 3 之间的电位分布发生变化，此时的电位分布如图 6－10c 所示。由图可知，电极 1 和触发极 2 之间的电场变强了，而电极 3 和触发极 2 之间的电场变弱了，因此电极 1 和触发极之间首先击穿导通（第一步击穿）。第一步击穿完成之后，触发极的电位就会变为电极 1 的电位，这样原来加在电极 1 和电极 3 之间的电压就加在了电极 2 和电极 3 之间，所以电极 2 和电极 3 之间的电场就会被加强，此时电极 2 和电极之间的电位分布如图 6－10d 所示。这样在强电场的作用下，电极 2 和电极 3 之间也就会很快击穿导通（第二步击穿）。至此，主电极 1 和 3 之间的间隙就完全被击穿导通了。

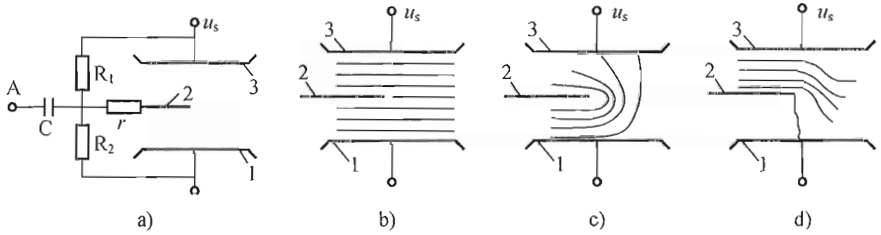


图 6－10　场畸变型三电极间隙开关的工作原理示意图

a）原理接线图；b）触发脉冲加之前的电位分布；c）触发脉冲加之后第一步击穿前的电位分布；d）第一步击穿之后第二步击穿之前的电位分布

1，3—主电极；2—触发极

在场畸变型三电极间隙开关的工作工程中，不论是第一步击穿，还是第二步击穿，都是由于间隙中电场快速畸变而引起的，且这两步击穿都是在强电场的作用下发生的。这一点使得它不同于前面所介绍的三电极火花间隙开关。

影响场畸变型三电极间隙开关击穿特性的因素主要有主间隙电压 u_s 及触发脉冲极性、触发支路的电阻和耦合电容以及触发极的位置等。对于图 6－9a 所示的场畸变型三电极间隙开关，其开关时延 τ_d 与主间隙电压及触发脉冲极性的关系如图 6－11 所示。需要说明的是主间隙的自击穿电压为 20kV。当主间隙上的电压大于 12kV 以后，开关时延将随主间隙电压的增加而缓慢减小。主间隙电压及触发脉冲电压极性对开关的触发特性有显著影响，曲线 1 为主间隙电压和触发脉冲极性均为正时的触发特性曲线，曲线 2 为主间隙电压和触发脉冲极性均为负时的触发特性，曲线 3 为主间隙电压为正而触发脉冲极性为负时触发特性，曲线 4 为主间隙电压为负而触发脉冲极性为正时的触发特性。主间隙电压和触发脉冲极性相同时开关时延相对较小，但开关时间的分散性相对较大。

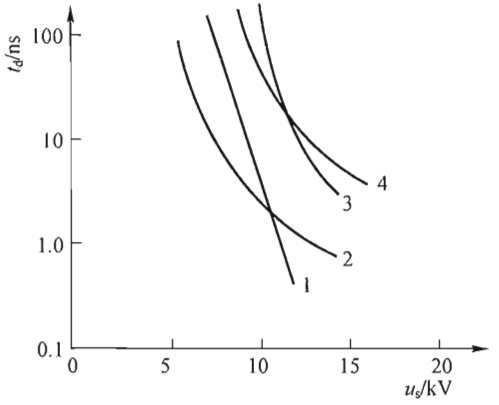


图 6－11　主间隙电压和触发脉冲极性对开关时延的影响

触发支路中的电阻太大会抑制触发极端部的预放电，这不利于第一步击穿过程（电极 1 与触发极之间的击穿）的发生；如果触发支路中的电阻太小，将直接影响第二步的击穿（即电极 3 与触发极之间的击穿）。一般情况下触发支路中的电阻取几百欧姆，耦合电容一般约为 100pF。

对于图 6－9a 所示的场畸变型三电极间隙开关，触发极的位置对间隙放电通道的影响如图 6－12 所示。研究结果表明，当触发极处于图 6－12b 所示的位置（触发极端部处于主间隙的中心线上）时，间隙开关的触发特性较好。

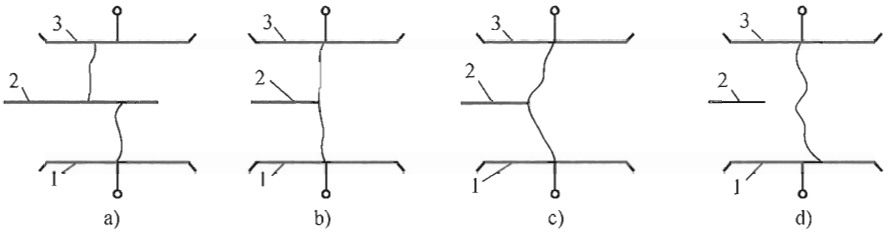


图 6－12　触发极位置对间隙放电通道的影响

a）触发电极穿过主间隙中心线；b）触发电极端部在主间隙中心线上；c）触发电极端部稍离主间隙中心线；d）触发电极端部远离主间隙中心线

1，3—主电极；2—触发极

当保持触发极的端部处于主间隙的中心线上而改变触发极到主电极之间的间隙距离时，间隙开关的开关时延将发生明显的变化。图 6－13a 所示为触发极处于不同位置时，间隙开关的时延 τ_d 与主间隙电压 u_s 之间的关系。若主间隙之间的间隙距离为 l，则触发极的位置可用触发极与主电极之间的距离来表示。图 6－13a 中的曲线 1、曲线 2、曲线 3 和曲线 4 分别表示触发极与主电极 1 之间的距离分别为 $0.3l$，$0.5l$，$0.7l$ 和 $0.9l$ 时场畸变型间隙开关的触发特性。从图 6－13a 可以看出，当触发极与主电极 1 之间的间隙距离较小时，场畸变型间隙开关的开关时延较小；相反触发极与主电极 1 之间的间隙距离较大时，即触发极距离主电极 3 距离较小时，开关时延将较大。因此，触发极不能距离主电极 3 太近。图 6－13b 反

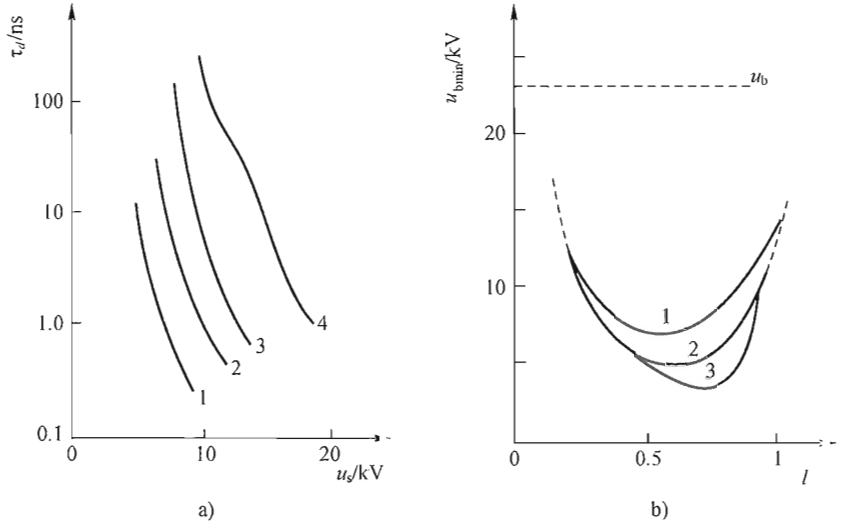


图 6－13　触发极位置对场畸变型间隙开关的开关时延和间隙最小击穿电压的影响

a）触发极处于不同位置时 τ_d 与 u_s 的关系；b）在不同的 u_1 下 u_{bmin} 与触发电极位置的关系

映了在不同的触发电压 u_t 下间隙开关的最小击穿电压与触发电极位置的关系，曲线1、曲线2 和曲线3 分别表示触发电压为6kV、7kV 和9kV 时场畸变型间隙开关的触发特性。研究表明自击穿电压为 u_b 的放电间隙，在触发极上施加触发电压后，放电间隙的击穿电压将降低；在某一击穿条件下，放电间隙的击穿电压有一个最小值，该最小值被称为该放电间隙的最小击穿电压，记为 u_{bmin}。根据图6－13 所示的结果和对场畸变型间隙开关的使用经验，通常应当将触发极置于 $0.5l \sim 0.7l$ 之间的位置上。

6.3 触发真空开关

触发真空开关（TVS）是利用真空环境作为绝缘介质的间隙开关。由于真空环境具有优异的绝缘性能，所以触发真空开关具有许多独特的优点：承受电压高（电场强度可达100kV/cm，耐压可达250kV 以上）；工作电压范围宽（50V～100kV）；主间隙介电强度恢复快（恢复速率可达10～20kV/μs）；工作环境不受气压和温度的影响，可在辐射环境下工作；与闸流管相比结构简单，不需要灯丝加热装置；与引燃管相比，由于不存在有毒的液体水银，管子的制作、使用和维护简单方便；与火花间隙相比，无工作噪声，不需要通入气体及相关检查；触发特性好；对于外加磁场的触发真空开关，既可作为闭合开关，也可作为断路开关。

触发真空开关有多种不同的结构形式，如平面电极型触发真空开关、同轴电极型触发真空开关、杆状电极型触发真空开关、圆筒阳极型触发真空开关。其中，圆筒阳极型触发真空开关有时被称为金属等离子体电弧开关。

6.3.1 平面电极型触发真空开关

平面电极型触发真空开关的结构如图6－14 所示[22]，其结构与一般的触发火花间隙开关相似，均由三个电极构成；不同的是电极所处的环境不同。触发真空开关的三个电极通常密封于高真空环境中（$10^{-8} \sim 10^{-7}$ Torr），而火花间隙开关的三个电极通常处于大气或一定压力的气体环境中。触发真空开关主要由阳极A、阴极C、触发极T、绝缘外壳J 和屏蔽套S 构成。目前电极材料大多采用真空冶炼的去气铜，但也有采用不锈钢或铜钨合金的。由于没有接触问题，触发真空开关对电极材料的要求比真空断路器要低。屏蔽套的作用是静电屏蔽和保护绝缘外壳不受电弧的直接作用和金属蒸汽的沉积污染。绝缘外壳主要用于电极间的绝缘与固定，同时

还起真空密封作用。绝缘外壳可采用玻璃或陶瓷等材料。当采用玻璃作绝缘外壳时，有利于直接观察开关的工作情况，但其机械强度相对较差；当采用陶瓷材料制作绝缘外壳时，其具有良好的绝缘性能和较高的机械强度，但成本较高，且不便于观察开关的工作情况。

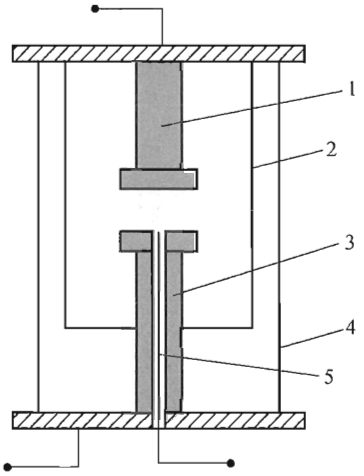


图 6－14　平面电极型触发真空开关的结构
1—阳极 A；2—屏蔽套 S；3—阴极 C；4—绝缘外壳 J；5—触发极 T

触发极是触发真空开关的关键部件。不同的触发方式、触发结构、触发电路及触发能量对触发真空开关的导通性能和寿命有重要影响。曾经试用过的触发方式有三种，即电火花触发（等离子体触发）、电子束触发和激光束触发。电火花触发又包括沿面放电的火花触发（沿绝缘物体表面、半导体材料表面、金属氢化或氧化物表面和金属膜表面）和间隙击穿火花触发。沿面放电的火花触发要求的触发电压较低（千伏级），容易实现也比较稳定；而间隙击穿的火花触发要求的触发电压高（几十千伏），但开关时延及分散性较小。电子束及激光束触发方式适用于开关动作极为迅速、触发系统与主电路不能有电气联系的特殊应用场合。

触发真空开关的工作过程一般可分为触发及导通两个阶段。又可细分为触发、导通、熄灭和恢复四个过程。触发过程实际上是为高强度绝缘的真空主电极间隙提供带电粒子或等离子体；主间隙在击穿之后的导通主要是靠能量在电极表面的聚积引起材料的蒸发（金属蒸气）和电离产生电弧来维持（导通时的电弧为金属等离子体电弧，而不是一般气体电离产生等离子体电弧）。

熄灭是指电弧的熄灭，即开关间隙的截止。电弧的熄灭一般是依赖主

电路电流的自然过零或振荡过零来实现的。随着主电流的下降，金属等离子体的再生速率下降，当主电流降到零，输入功率降到零，等离子体的再生速率小于其复合速率时，电弧熄灭，开关进入截止状态；但是当主电路放电的振荡频率很高（兆赫兹以上），使极间等离子体的再生速率大于其复合速率时，即使电流过零，开关也不能进入截止状态。这种情况会一直持续到放电能量完全被消耗完时，开关的导通状态才能结束。

此外，在电弧熄灭过程中，如果放电间隙中的介电强度在外加电压到来之前真空绝缘性能恢复，此时即使外加电压后也不足以出现击穿，则可以认为开关已恢复到原来状态。对于触发真空开关而言，其真空绝缘性能的恢复速率可高达 10～24kV/μs。

6.3.2 同轴电极型触发真空开关

同轴电极型触发真空开关最早是于 20 世纪 70 年代由美国通用电气公司的 J. A. Rich 提出来的，其目的是为了扩大开关的通流能力、减小电极的烧蚀以及提高出现阳极斑点门限电流。同轴电极型触发真空开关的结构如图 6－15 所示[22]，其阳极 A 和阴极 C 均呈圆筒状，且其轴线重合。阳极倒扣于阴极的外侧，阳极和阴极之间形成真空室。阳极外侧安装有磁场线圈 MC。当间隙开关击穿导通时，如果在磁场线圈中通入电流，则其产生的磁场可对开关的工作状态进行控制。

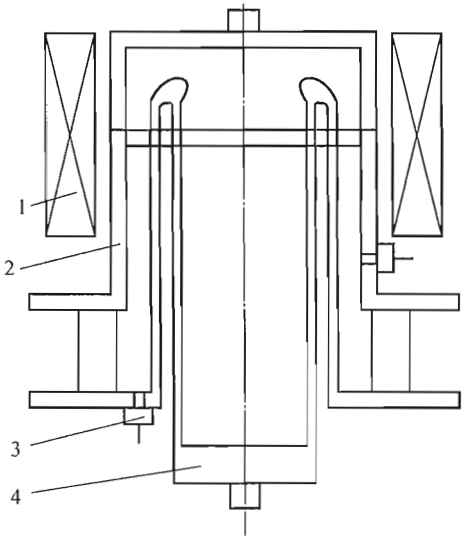


图 6－15 同轴电极型触发真空开关的结构

1—磁场线圈 MC；2—阳极 A；3—触发极 T；4—阴极 C

Rich 在利用这种同轴电极型触发真空开关进行试验时发现：当电流升高至 60kA 时，未发现电极有熔化现象。若在磁场线圈中通入电流使开关中心的磁场达 400Gs 时，电弧加速运动，电流上升到 80kA 时也未发现熔化现象。

6.3.3 杆状电极型触发真空开关

为了满足直流输电的开断以及电磁发射器对大电流（兆安级）可重复运行的要求，20 世纪 80 年代通用电气公司及 MIT 的研究人员提出了杆状电极型触发真空开关。这种杆状电极型触发真空开关的结构如图 6－16 所示[22]，三个杆状阳极 A 和三个杆状阴极 C 交错相间地分布在一个圆周上，杆状触发极 T 处于开关的中心轴线上，阳极安装在上端盖上，阴极和触发极安装在下端盖上。阳极、阴极和触发极均处于由圆筒和上、下端盖构成的真空室内。触发极装在中心同轴电极上。开关工作时，电弧在金属杆的圆周方向上燃烧。

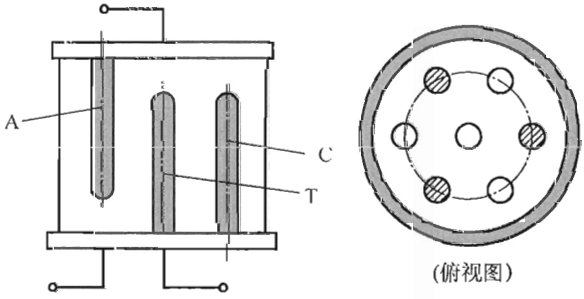


图 6－16　杆状电极型触发真空开关的结构

这种杆状电极型触发真空开关由于增加了电极的数目，所以增多了电流通道和导通面积，大大增加了开关的通流能力。早期试验结果为：峰值电流 240kA，交流半波，弧压约为 70V，未发现杆状电极有任何熔化的痕迹。杆状电极型触发真空开关在功率为 20GW 时成功实现了关断峰值 150kA 的交流电流，在 150μs 内恢复电压达 135kV。这种开关有可能导通兆安量级的电流，除可作为闭合开关外，还可通过外加轴向磁场的方式构成断路开关，可用于电感储能的脉冲大电流装置中。

6.3.4 金属等离子体电弧开关

金属等离子体电弧开关（MPAS）有时又被称为真空电弧开关（VAS）。由于其阳极呈圆筒状，所以也可称其为圆筒阳极型触发真空开关。这种开关的最大特点是通过阳极结构的变化或加入轴向磁场，使电弧

运动、拉长，改变电弧电压（从几十伏到几千伏），达到控制导通电流的目的，是一种可控开关。

金属等离子体电弧开关的典型结构如图6－17所示[22]，它主要由圆筒状阳极、阴极、环状触发极以及绝缘筒构成，且这些组件需安装在真空室中。其工作过程为：在触发极上施加触发脉冲后，首先在触发极和阴极之间放电，使阴极产生金属等离子体，金属等离子体在阳极和阴极之间主电场的作用下向阳极运动。如果阳极和阴极之间的电场很强，金属等离子体将发展成金属等离子体电弧，使阳极和阴极之间导通。在开关导通后，即使触发脉冲消失，开关仍将维持导通状态。在开关处于导通状态的情况下，通过外加磁场的方法可以控制金属等离子体电弧的运动，断开开关。这就意味着开关的导通和关断能够得到控制。

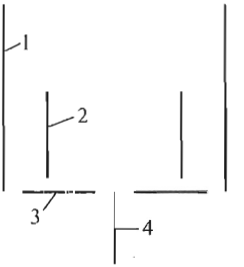


图6－17 金属等离子体电弧开关的典型结构

1—圆筒状阳极；2—绝缘筒；3—环状触发极；4—阴极

图6－18所示为一种外加轴向磁场的等离子体电弧开关，其圆筒阳极A的外围装有与阳极同轴的磁场线圈MC，C表示阴极，T表示触发极[22]。当磁场线圈通入励磁电流时，其在开关中心处产生的磁场沿开关的轴线方向运动。图6－18a表示未加磁场时的情况；图6－18b表示施加磁场时的情况，MP表示开关中的金属等离子体电弧受磁场 B 控制时的状态。当然，等离子体电弧开关的各组件需处于真空环境中。当在触发极上施加触发脉冲后，开关中产生的金属等离子体电弧使开关导通，金属等离子体电弧从阴极穿过真空间隙到达阳极A。当需要切断开关中的等离子体电弧时，应在磁场线圈中通入励磁脉冲电流，脉冲电流产生的脉冲磁场可使金属等离子体电弧受压缩而离开阳极，成为如图6－18b所示的状态，即等离子体电弧被切断，从而使开关处于断路状态。

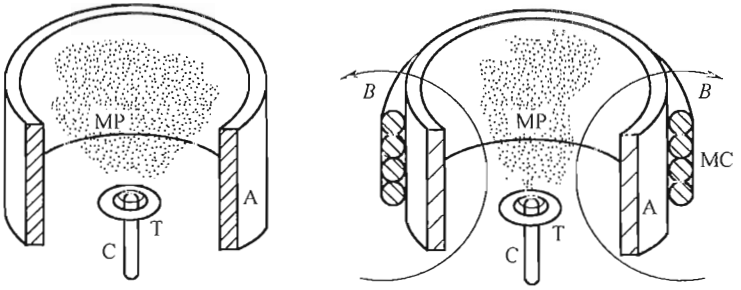


图6－18 外加轴向磁场的等离子电弧开关

a）无磁场；b）加轴向磁场

图 6－19 所示为一种利用横向磁场控制金属等离子体电弧的开关，其中触发电极 T 由多根金属针构成，A 为开关的阳极，C 为开关的阴极，B 为磁场线圈产生的磁场[22]。在磁场线圈 MC 中通入脉冲电流时，磁场力 MF 将金属等离子体电弧 MP 推向开关的一侧，使电弧离开阳极。

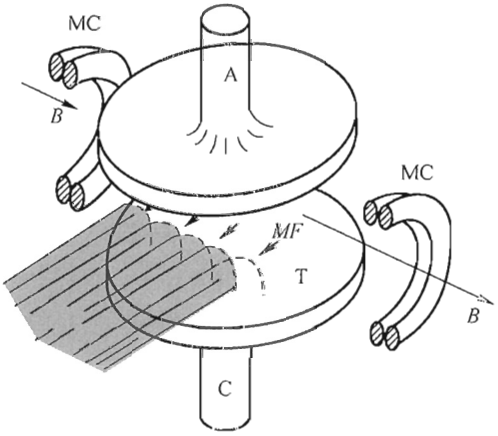


图 6－19　外加横向磁场的金属等离子体电弧开关

等离子体电弧开关的断路特性可用施加励磁脉冲电流后，阳极上的电位变化情况来表征。图 6－20 所示为开关断开前后，阳极电压 u_A 的波形变化情况。假设开关的阴极为地电位，开关在导通状态时其阳极上的电压很低；当磁场线圈中通入脉冲电流 i_{MC} 后，开关将很快关断，此时阳极上的电压便迅速升高。

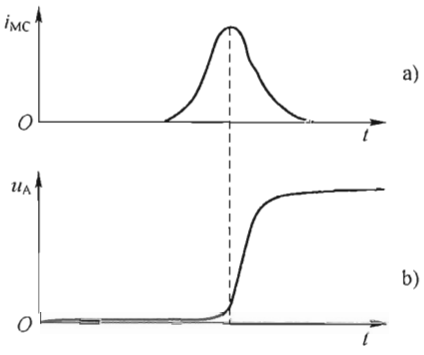


图 6－20　等离子体电弧开关的断路特性

a）磁场线圈中通入的脉冲电流波形；

b）开关阳极上的电压波形

如果在图 6－18 所示开关阳极的顶部设置另一个电极 TP，则利用磁场控制的方法可将金属等离子体电弧从开关的阳极转移到顶部的电极，其原理如图 6－21 所示。如果开关的阳极 A 连接到某一电路，其平板电极 TP 连接到另一电路，则可实现电路的切换，即将某一电路断开的同时把另一电路接通。

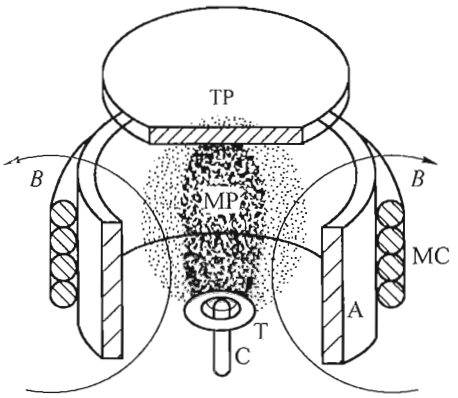


图 6-21 可实现换路功能的等离子体电弧开关

6.4 伪火花开关

触发型气体火花间隙开关主要由两个主电极和一个触发极构成，其致命缺点是工作寿命受诸于多种因素，尤其是开关电极侵蚀的制约[38-42]，相比之下低气压放电开关，如伪火花开关（Pesudospark Switch，PSS）和触发真空开关等，则具有一定的优势。

6.4.1 伪火花放电现象及其特点

20 世纪 50 年代末，德国科学家 J. Christiansen 等在研究平板电子崩计数器时，发现在巴申曲线低谷的左支附近计数器的边缘区域常常发生异常放电现象，致使计数失效。后来的研究表明：这种异常放电现象既具有辉光放电的外形，又具有火花发放电的大电流、短时延和小抖动的特点，但其放电机理和放电过程既不同于辉光放电，又不同于电弧放电。后来人们将这种异常的放电现象称为伪火花放电[43]。

典型伪火花放电开关如图 6-22 所示[4]，它有两个在中心开有小孔（直径约介于 2~6mm）的圆柱形空心电极，呈上下对称结构。两个电极中间用环状绝缘子支撑，电极间距 3~6mm，整个装置充以氢气、氮气、氦气或干燥空气，气体压力介于 1~100Pa。除此之外，伪火花开关还需一个触

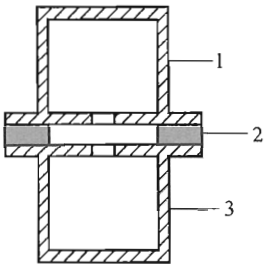


图 6-22 典型伪火花放电开关

1—阴极；2—环状绝缘子；3—阳极

发单元，触发单元一般置于空心阴极内部或后部。开关工作时，阴极通常接地，阳极上施加5～45kV的电压，同时将间隙电压调整到自击穿电压的95%左右，在外加触发脉冲的作用下，引发主间隙放电。

伪火花放电开关虽然结构简单，但放电过程非常复杂，主要外部特征是击穿过程中电压的快速跌落和电流的快速上升。伪火花放电既没有真空击穿时的场致发射，也没有火花放电时的电子崩，而是由于伪火花开关的特殊结构而形成的空心阴极效应，使得正离子集聚在空心阴极内。就工作特性而言，伪火花放电属于气体放电的范畴，而气体放电遵循巴申（Paschen）定律。在巴申曲线中，曲线的右支是高压气体放电，最低点附近属于辉光放电，曲线的左支是低气压放电和真空放电。伪火花放电位于巴申曲线最低点的左侧，其工作范围介于真空放电与低压辉光放电之间。由于伪火花开关的特殊电极结构，电极中心小孔的存在打破了电极间的均匀电场，小孔附近的电场发生了严重畸变，放电规律已经偏离了巴申曲线而具有了新的特点。具体的伪火花放电区域如图6－23所示[4]。

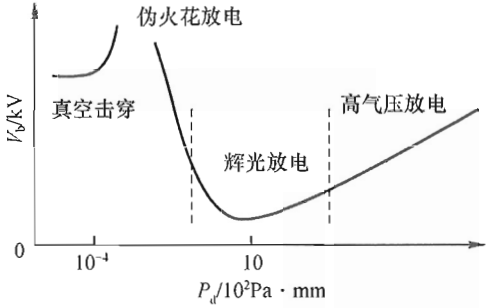


图6－23　伪火花放电区域示意图

伪火花放电的主要特点包括：①电流密度大，一般在10^4A/cm^{2}左右，最大可达到10^6A/cm^2；②电流上升速率快，电流变化率可达10^{12}A/s；③通流能力强，放电通道的通流能力可达100kA；④电极间隙耐受电压高，单间隙可达40kV；⑤对称电极的伪火花开关可通100%的反向电流；⑥介质绝缘强度恢复快，重复频率可达数千赫兹；⑦冷阴极工作方式，无须预热电极；⑧工作寿命长，小电流（小于20kA）时放电次数可达10^9次；⑨无放电噪声[43]。

6.4.2　伪火花开关的工作原理

产生伪火花放电的基础是开关的空心阴极结构和一定的气压条件，在放电过程中，开关初始电场对开关内电子和离子的形成及整个放电过程起至关重要的作用，另外电子与离子的相互作用等复杂机理对伪火花奇特的

放电过程也起了重要作用。图6－24所示为单间隙单孔的伪火花开关的电场矢量分布图[4]。外部电场通过小孔进入空心阴极，开关内原来无孔时的均匀电场发生畸变，两极间靠近小孔附近的电场受到消弱，电场通过小孔进入空心阴极，强度沿 x 方向逐渐减弱。

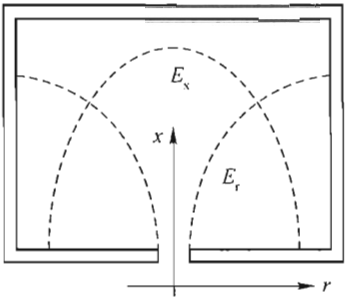


图6－24 单间隙单孔的伪火花开关的电场矢量分布图

利用图6－24可以分析伪火花开关的放电过程：在初始电场的作用下，空心阴极放电室内的气体发生电离，出现少量电子和离子。电子在阴极孔内受径向电场 E_r 和轴向电场 E_x 的共同作用而运动。若只考虑径向电场的作用，则电子在径向来回振荡，空心阴极内的径向电场增大了电子在孔内的历程，从而增大了电子的碰撞电离系数 α，在阴极孔内产生强烈电离。同时，由于电子在电场中迁移率远大于离子的迁移率，阴极孔内电离产生的电子在轴向电场的作用下很快被引出，阴阳极间电离产生的离子在电场作用下向阴极孔内运动。由于离子运动速度远小于电子的运动速度，阴极孔内的正离子逐渐积累形成了很强的正空间电荷区使孔内电位升高，形成虚阳极；同时虚阳极的形成，增大了空心阴极内的径向电场，使电子径向振动进一步增强。离子在径向电场作用下轰击空心阴极内表面产生了二次电子发射，离子浓度的增加、径向电场的增大将使这种作用增强。如此循环，导致气体开关击穿，形成上升速率和密度都很好的电子束。

研究表明：伪火花开关的放电过程分为预放电阶段、空心阴极阶段、过渡阶段、大电流（超发射）阶段和金属蒸气电弧阶段[44]。伪火花开关的放电过程如图6－25所示。

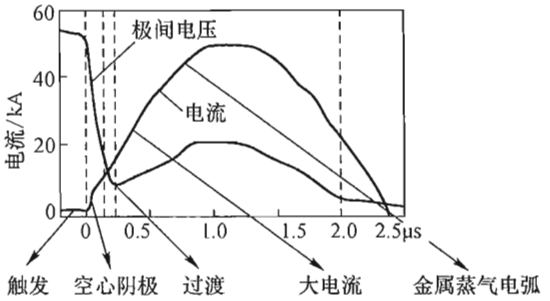


图6－25 伪火花开关的放电过程

（1）预放电阶段。开关被触发或自击穿开始时为第一阶段。在这个阶

段，开关电压最高，因此也决定了电极间的电场强度最强，但由于此时电子的平均自由程已基本接近甚至大于开关电极的间隙距离，约为毫米量级，因而电子崩放电不可能在两电极之间直接进行，放电只能沿两电极间较长的距离发生，也即沿两电极轴线穿过小孔进行。预放电属于汤姆逊放电，由于两电极间的高电场强度或外界触发的作用会出现一定量的自由电子。

（2）空心阴极阶段。自由电子在小孔和空心阴极中运动，在电场作用下成为高速电子，它们在与原子或离子发生雪崩碰撞过程中，将发生碰撞电离，产生的电子在强电场作用下很快被引出，在奔向阳极的过程中由于电离作用，产生大量正离子，并使其向阴极运动。由于电子的扩散速度大于正离子的扩散速度，结果在阴极小孔附近形成强烈的正空间电荷区，构成所谓的虚阳极。之后，阴极自发发射的电子、正离子撞击阴极产生的二次发射电子等通过虚阳极而进入阴极，最终导致空心阴极击穿放电。在此过程中，极间电压开始迅速降落至几百伏，而极间电流则迅速上升至几百安培，极间电阻按指数规律降低为1Ω左右。

（3）过渡阶段。过渡阶段是空心阴极放电到超发射阶段的转化过程，它发生在空心阴极小孔内或小孔周边。空心阴极转变为大电流阶段的显著特征是：电子发射的机理由电离碰撞的γ效应转向强电场作用下电极表面的场致热电子发射，它可能是由于电子喷射引起，也可能是大量均匀分布的肖特基发射引起。这种场致热电子发射与电极材料的电子逸出功有关，随着热电子发射的进行，空心阴极击穿，虚阳极消失。

（4）大电流阶段。随着电流的增加，导电等离子体沿径向膨胀，间隙间的电极过程变得非常重要，小孔周围的电极表面也开始参与导电，从而形成大电流现象，放电电流达数十千安，电流密度超过$10^4 A/cm^2$，在面对阳极的阴极外表面出现阴极斑点。某些点由于电流密度过大而出现多组阴极斑区，阴极外表面出现明显的烧蚀现象，形成阴极凹坑。

（5）金属蒸气电弧阶段。大电流形成的金属斑点面积很小，电流密度很大，温度很高，它不仅提供大量的电子，同时也蒸发出大量的金属蒸气。当放电电流小于45kA，面对阳极的阴极外表面出现大量的阴极斑点，放电电流主要由气体导电。而当放电电流超过45kA时，这些阴极斑点汇聚在一起，形成大面积的阴极熔融区。伪火花开关的金属蒸气电弧依靠电弧热电离、热发射和金属蒸气来维持电弧的燃烧。

6.4.3 伪火花开关的自击穿特性

伪火花开关的耐受电压是表征其静态特性的重要指标之一。对伪火花

开关电压－电流特性的深入研究，既可为其设计提供经验和积累数据，也是进一步理解和探索其放电过程和放电机理的基础。影响伪火花开关耐受电压的因素很多，主要有气体压力、开关结构等参数。其中开关结构参数主要包括电极间距 d、电极厚度 h、电极小孔直径 ϕ。伪火花开关的自击穿特性可通过实验方法来获取。

1. 伪火花开关实验系统

试验用伪火花开关的结构和实验电路分别如图 6－26 和图 6－27 所示。实验系统主要由 0～250V/10kVA 自耦调压器 T_1、250V/35kV 的升压变压器 T_2、高压整流硅堆 D（100kV/2A）、充电电阻 R_s（170kΩ）、脉冲电容器（3μF/50kV）、分流器（阻值为 0.047239Ω 和 0.018168Ω）、伪火花开关以及静电电压表、TEK6015 高压探头、TDS2012 示波器等构成。电路中的 R 和 L 分别为放电回路中的总电阻和总电感。

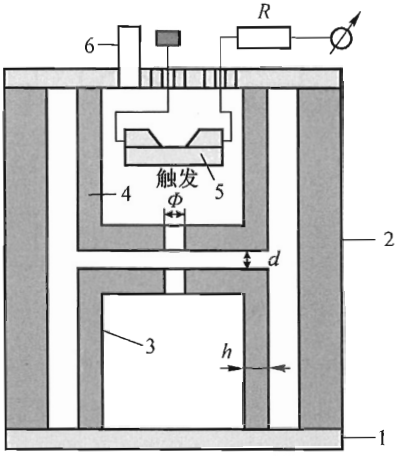


图 6－26　试验用伪火花开关的结构

1—电极盖；2—外绝缘壳；3—阳极；4—阴极；5—触发极；6—抽气孔

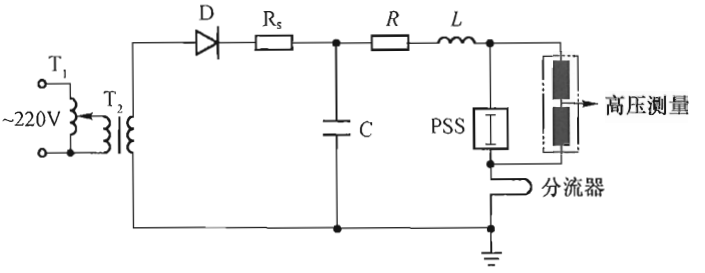


图 6－27　伪火花开关实验电路

由于放电电流很大、持续时间短而陡度高，因而对测量单元的要求较

高。脉冲电流的测量采用无感同轴管式分流器，其方波响应时间在纳秒量级，可满足实验要求。脉冲电容器的充电直流电压采用静电电压表进行校核。在充电电压不大于20kV时，可用Tektronix公司的P6015A高压示波器探头测量，其频宽为75MHz，衰减系数为1000：1。经过分流器转换的脉冲电流信号和伪火花开关两端的电压信号一起送入示波器进行测量。

由于伪火花开关需工作于低气压环境中，实验时还需要对伪火花开关进行抽真空处理，使其内部压力小于100Pa。为此实验过程中还需要采用真空系统，主要由真空泵、真空计、热偶真空硅管、真空阀及管道等组成，各组件的连接情况如图6－28所示。实验中可采用2XZ－1型旋片机械真空泵，抽气速率1L/s，极限真空2×10^{-2}Pa。用ZDO－Ⅰ型热传导真空计进行真空度的测量，其配套的真空硅管为ZJ－53B型热偶真空硅管，量程为0.01～270Pa。真空阀门采用金属隔膜针阀，连接管道的主体为橡胶管道。真空室即为伪火花开关的外壳。

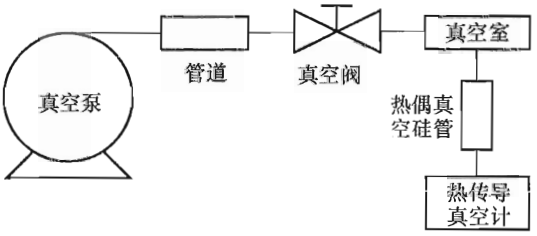


图6－28　真空系统组成

真空硅管通过热偶丝将气体压力值转换成电信号送入热传导真空计，热传导真空计通过数码管同步显示气压值。当气压满足要求时可关闭真空阀门，使气压保持所需值。

由于结构与工作气体种类的不同，伪火花放电的气压范围一般在1～100Pa之间。由于在此压力范围内，伪火花开关的自击穿电压对气体压力较为敏感，且在强电场下工作，对整个开关装置的气密性和电极表面的光洁度要求较高，所以在实验过程中必须保证开关不漏气且气体压力稳定。如果开关不能长时间维持一定的真空度，那么伪火花放电的工作条件就会发生变化，从而使伪火花开关的特性变坏，甚至超出伪火花放电的工作区域，失去伪火花开关的意义。

开关部件不可避免地会受到外界的污染，例如外壳和电极吸附的气体及粉尘杂质，真空泵内部挥发的油气，放电时由于高温产生的挥发性物质包括电极蒸发的金属蒸气，因此在实验前需对整个装置进行清洗和处理，减小外界干扰因素对开关放电性能产生的影响。放电装置使用前先用洗剂对各部件包括开关外壳、电极、真空管道进行清洗，去除油污杂质等，然

后在80～100℃的烘箱内烘烤2～3h。实验前还需要对空心电极进行抛光去除电极表面的毛刺，在进行放电前先对开关连续抽气3h左右，抽出开关内的水汽和气体，以获得稳定的真空度。此外，对开关进行辉光放电的老练处理也可减小电极材料吸附的气体及杂质。对真空泵油气的处理一般是在进气口加装过滤层（活性炭）。

实验过程中发现：当电极间距 d 小于或等于2mm时，放电不稳定，难以取得有效数据，其原因可能是因为距离过小，两电极间的场强非常强，引起电极烧蚀加强，放电受电极表面状态的影响较大。因此，在实验时电极间距分别取3mm、4mm、5mm和6mm，电极厚度分别取3mm、4mm和5mm，电极小孔直径分别取2mm、4mm和6mm。在每次实验前都对开关进行清洗抛光处理，读数取最初放电的20次左右，尽量减少长期放电对电极烧蚀而引起的放电不稳定。

2. 产生伪火花放电的气体压力范围

对于伪火花开关的放电气压范围，一般在1～100Pa，但对于某一开关结构和气体组合来讲，范围可能更小。实验发现：在伪火花和辉光放电间存在一临界气压，随着气压的逐步降低，向伪火花放电的转变具有突发性，且临界气压分散性很小。这一临界气压即为伪火花放电的气压上限值。对黄铜制作的内径32mm、深38mm、电极厚度5mm、小孔直径6mm、电极间距4mm的伪火花开关，当气压高于24Pa，开始出现辉光放电，而当气压低于2Pa时开关放电电压基本稳定在40kV左右。伪火花开关耐受电压 U_b 与气体压力 p 的关系如图6－29所示。

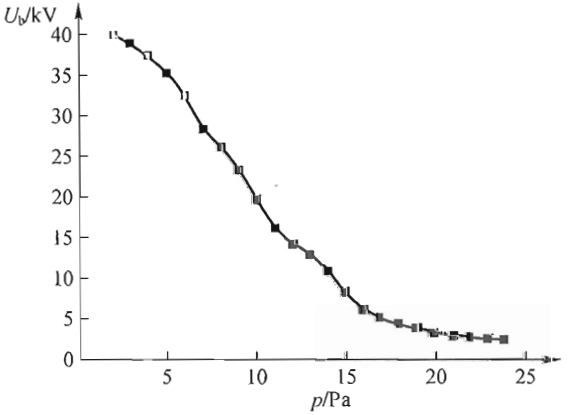


图6－29 伪火花开关耐受电压与气体压力的关系

从图6－29可知，随着气体压力的升高伪火花开关的耐受电压降低。耐受电压随气压升高而降低的原因在于气压升高，气体浓度增大，相应载

流子增多，在电场的作用下容易电离。但随着气压的继续升高（24Pa），伪火花的耐受电压降低缓慢，出现辉光放电，进入巴申曲线最低处辉光放电区域。在耐压曲线的左端，电压则存在一个极限值，即气体压力继续下降至2Pa，耐受电压不再上升，而是维持在40kV左右。

在实际应用中，单间隙的伪火花开关的工作电压一般小于40kV。在长期的高电压大电流工作条件下，电极烧蚀严重，引起电极表面粗糙度的增加和电极小孔直径的变化，同时烧蚀作用使电极表面出现微小的尖端引起自放电的可能性增大，因而在较高电压下，伪火花开关的耐受电压出现不稳定状态，无法保持开始时的最高值。

3. 电极间距对伪火花开关耐受电压的影响

图6－30所示为不同电极间距时，伪火花开关的耐受电压 U_b 与气体压力 p 的关系曲线。工作气体为空气，电极小孔的直径为4mm，电极厚度为5mm，电极间距分别为3mm、4mm、5mm和6mm。由图6－3可知，随着电极间距的增大，自击穿电压曲线向左移动，即气体压力不变时，电极间距越大，耐受电压越小。这是由于电极间距增大，电子行走的路径延长，有效碰撞概率增大，因而耐受电压下降。此外，对应于每一电极间距，耐受电压先随压力的降低而升高，但当压力降低到一定程度时，其将达到一个最大值 U_{bmax}，且这一最大值随电极间距的增大而增大。

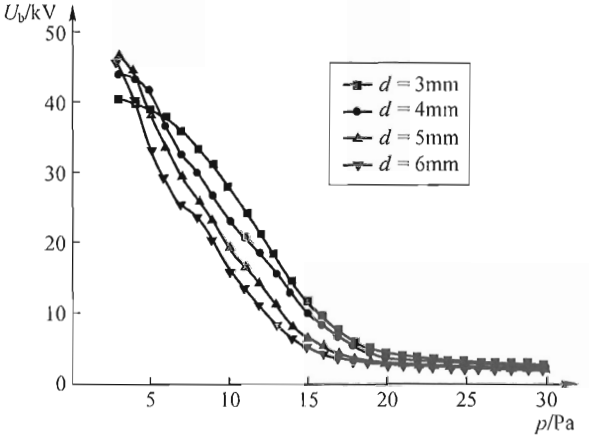


图6－30　电极距离对伪火花开关耐受电压的影响

产生上述现象的原因可解释如下：伪火花放电过程依次为预电离、空心阴极、大电流、金属蒸气电弧和介质恢复。由于伪火花放电发生在气体压力1～100Pa的范围内，此时电子的平均自由程已接近甚至大于电极之间的距离，因而电子崩放电不可能在伪火花开关的两个空心电极之间直接进行，放电只能沿两空心电极的轴线穿过小孔进行。在预放电阶段，由于电

极间的电场很强，开关内会出现一些自由电子，此时电荷的产生和积累主要由汤姆逊电离系数 α 和二次电离系数 γ 决定，开关的耐受电压随电极距离的增加而减小，减小的原因是电子行走的有效路径变长，有效碰撞的几率也随之增加，有利于预电离过程的发展和空心阴极过程中虚阳极的形成，因此开关的耐受电压下降；但随着气压降低到一定程度后，开关内汤姆逊电离和二次电离的程度相应减弱，放电过程则主要由空心电极间的场致击穿决定，电极间距越小，电场越强，耐受电压则越低，当然耐受电压还与电极表面的状态有关。

4. 电极厚度对伪火花开关耐受电压的影响

图 6－31 所示为电极厚度对伪火花开关耐受电压影响的关系曲线。这些曲线是在工作气体为空气，电极小孔直径为 4mm，电极间距为 4mm，以及电极厚度分别为 3mm、4mm 和 5mm 的条件下获得的。由图 6－31 可知，当电极厚度减小时，相同气压条件下，开关的耐受电压提高（气压降低到一定压力之前）；但气压降低到一定程度时，对每一电极厚度，耐受电压有一个极大值，且极大耐受电压变化缓慢趋近饱和，随电极厚度的增大而增大。

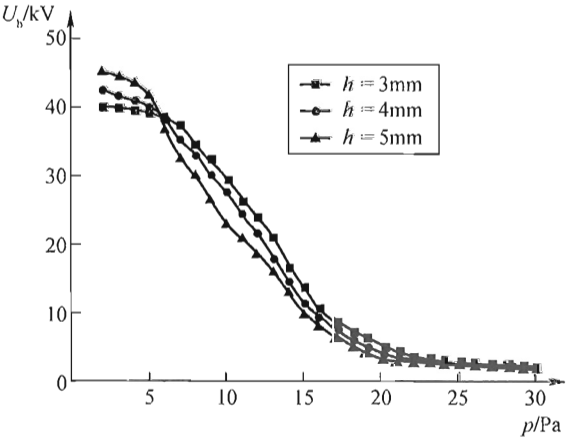


图 6－31 电极厚度对伪火花耐受电压影响的关系曲线

5. 电极小孔直径对伪火花耐受电压的影响

图 6－32 所示为电极中心的小孔直径对伪火花耐受电压影响的关系曲线，它是在工作气体为空气，电极间距和电极厚度均为 5mm 和电极小孔直径分别为 2mm、4mm 和 6mm 的条件下获得的。由图 6－32 可以看出，随着小孔直径的增大，开关耐受电压向左移动，即气压相同时，小孔直径越

大耐受电压越小。造成这种现象的原因在于：在伪火花放电过程中，空心阴极效应起很重要的作用，在由 Townsend 放电阶段向空心阴极阶段发展的过程中，电极的小孔直径越大，通过阴极小孔进入的电场影响越大，阴极腔体内越容易发生气体电离，最终导致耐受电压降低。

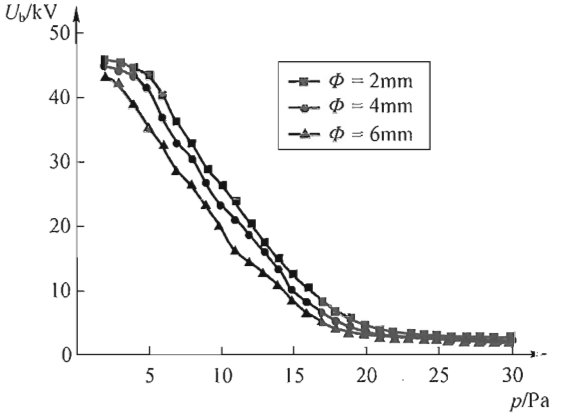


图 6－32　电极小孔直径对伪火花耐受电压影响的关系曲线

总之，工作气体的压力和电极的结构参数对伪火花开关耐受电压有较大影响：气体压力减小，耐受电压提高；电极小孔直径增大，耐受电压变小；电极间距和电极厚度增加，耐受电压降低，但随着气压降低到一定程度，耐受电压的极限值随电极间距和电极厚度的增大而增大。

6. 伪火花开关的电压跌落

在伪火花开关的工作过程中，电极间电压的快速跌落是表征其性能的另一重要方面，一般用跌落时间 t_{dd} 来描述。伪火花开关放电电压的跌落时间主要是指虚阳极消失的时间，即虚阳极从空心阴极内部向阴极表面运动并产生放电和逐步消失的时间。电压跌落时间主要取决于电极结构、气体压力和外加电压的大小。

由伪火花放电过程的分析可知，电压跌落发生在空心阴极阶段。在这一阶段电压从开始的最高值迅速下降到几个伏特。电压跌落时间定义为从电压开始跌落到下降至电压为零之间的时间，相应地开关电压的跌落速度定义为跌落过程中电压的变化速率。

（1）工作电压对电压跌落时间的影响。图 6－33 所示为不同工作电压对电压跌落时间的影响。这一关系曲线是对给定的伪火花开关（电极间距 4mm、电极小孔直径 4mm、电极厚度 5mm）进行实验时获得的。从图 6－33 中可以看出，伪火花放电的电压跌落时间随开关工作电压的升高而

减小，但电压跌落的时间并不是随开关放电电压的升高而无限制降低，这是因为电压跌落时间不仅取决于伪火花开关的工作电压，而且还受整个放电回路的电阻、电感和电容的影响。伪火花开关自身的寄生电感和电阻相对于整个回路的电感和电阻来说很小，当工作电压升高到一定值以后，电压跌落时间就由整个回路的电感和电阻来决定。图 6－33 中，工作电压在 10kV 左右时，伪火花开关的电压跌落时间为 80ns 左右，再增加工作电压，跌落时间下降缓慢趋近饱和。

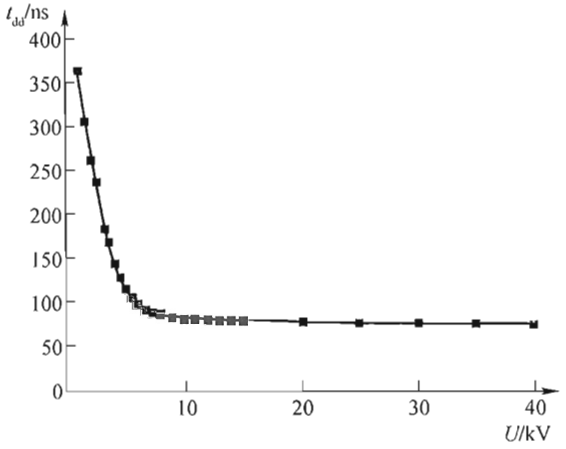


图 6－33　工作电压对伪火花开关电压跌落时间的影响

由此得出结论：在气压和电极结构一定的条件下，外加工作电压越高，电极间场强越大，伪火花开关的电压跌落时间也就越短；伪火花开关的电压跌落速度与工作电压成正比。工作电压越高，空心阴极效应越突出，同时跌落时间减小，这两方面的因素都使得电压跌落速度加快。

（2）工作气体压力对伪火花开关电压跌落速度的影响。某特定结构参数的伪火花开关，在 5kV 的工作电压条件下，通过实验得到的工作气体压力对开关电压跌落时间的影响如图 6－34 所示。从图 6－34 可知，随着工作气体压力的降低，伪火花开关的电压跌落时间增加，相应的电压跌落速度下降。造成这种现象的原因在于：随着工作气体压力的降低，气体浓度减小，空心阴极阶段电子的碰撞电离相对减弱，需要较长时间的运动碰撞才能获得所需的动能从阴极腔体中逃逸出来奔向阳极，因此，伪火花开关的电压跌落速度减慢。

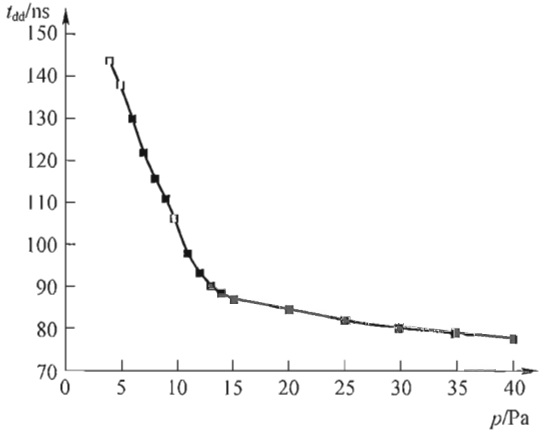


图 6－34　工作气体压力对伪火花开关电压跌落的影响

6.4.4　伪火花开关的触发特性

伪火花开关在自击穿时，初始电荷源于由电极小孔进入阴极腔体内特殊电场的产生。触发放电时，初始电荷由外来的注入电荷直接提供。触发装置的作用在于为伪火花放电提供必需的高浓度带电粒子团，带电粒子团中的大量电子在空心阴极腔内特殊电场作用下穿过阴极小孔进入主间隙，从而引起主电极放电。研究表明，要使伪火花开关可靠放电，向空心阴极注入的电子数目必须达到 $10^9 \sim 10^{10}$ 个。如果电子数目小于该值，则放电时延和时延抖动就会增加，甚至无法放电[45,46]。

由伪火花开关内电场的分布可知，由于空心阴极内径向电场力的作用，电子在电场内沿径向来回作振荡运动，在运动过程中电子增加很快，容易形成空心电极效应产生伪火花放电。向空心阳极注入电荷，只有一小部分具有很大能量的电子才能进入阴极产生电子崩放电引起伪火花放电，而离子由于其质量大、运动速度慢，在电场力作用下被阴极吸引进入空心阴极的时间较长，造成触发时延延长。因此，虽然理论上在空心阳极内注入电荷可行，但是需要的触发能量大，初始电荷数也较阴极注入方式多，而且放电时延及抖动也会增加。因此空心阴极是伪火花放电的必要条件，同时也为触发装置提供了必要的空间和保护屏蔽，使得触发部件不直接受主放电电流的冲击。

伪火花开关在实际应用中对开关的触发性能有着较高的要求。这些要求主要表现为：①触发电压范围宽；②触发性能不受气压的影响；③触发性能可靠、触发准确、时延小、抖动小；④工作寿命长等。

1. 伪火花开关的触发方式

目前，伪火花开关的触发方式有多种，按其工作类型可分为电触发和

光触发。德国 Erlangen 大学对伪火花开关的电触发方式进行了研究[47]，美国南加州大学对伪火花开关的光触发方式进行了研究[48]。电触发包括脉冲辉光放电触发、脉冲空心阴极放电触发、电介质沿面放电触发、等离子体电晕放电触发；光触发包括闪光灯、紫外线和激光触发。这些方法既可用于单间隙单通道开关，也可用于多间隙和多通道伪火花开关的触发。各种触发方式的特征参数如表 6－5 所示[4]。

表 6－5 不同触发方式的特征参数

触发方式	放电时延/ns	时延抖动/ns	重复频率/Hz	触发能量/mJ	寿命/次数
脉冲辉光放电	<150	>5	$>10^4$	0.2	$>10^9$
等离子电晕	40	>2	>1	0.3	$>10^7$
闪光灯	250	>5	$>10^6$	100	$>10^6$
紫外线	80	>4	1	10	$>10^6$
沿面放电	30	>0.8	>100	2	$>10^9$

由于可靠性、寿命、频率、结构等诸多因素的影响，目前广泛应用的只有电荷注入触发、等离子电晕电极触发和沿面放电触发。下面对这三种方法进行简单介绍和比较。

（1）电荷注入式触发单元的结构和原理如图 6－35 所示[49]。触发单元由两个置于空心阴极后面的辅助电极组成，即由空心触发电极和平板触发电极构成。在空心阴极上加有数百伏的直流电压，可产生一个很小的预放电电流，在负极性触发脉冲电压（2～5kV）的作用下，预放电产生的电子受电场加速而进入伪火花开关的空心阴极。电荷注入式触发可靠性高、寿命长，特别适用于高频工作，但这种触发装置结构比较复杂，需要提供长期的预放电直流电压，有时为了提高开关的自击穿电压，还要求提供直流阻断电势。同时，由于触发装置产生的电子数目受开关内气压的影响，因

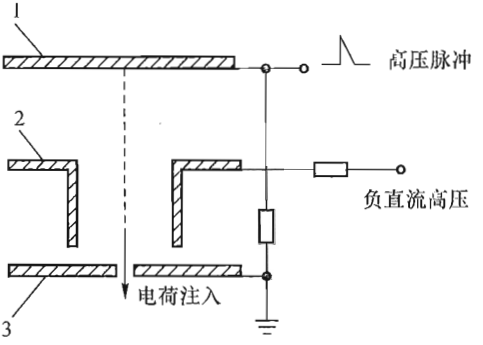


图 6－35 电荷注入式触发单元的结构与原理

1—平板触发电极；2—空心触发电极；3—开关空心阴极背面

此在开关电压较高时，会影响到预放电电流值以及时延和抖动等参数。

（2）等离子电晕电极放电触发原理如图6－36所示[50]。当陡脉冲施加于放电室外的触发电极时，放电室内的网状电极与高介电常数的电介质所形成的三相点（网电极－绝缘体－真空）出现强电场，在强电场的作用下发生场致发射产生大量等离子体形成电晕从而对伪火花放电间隙进行触发。这种触发方式使放电室设计简化且不需要长期维持直流高压，但由于是依靠等离子体激发气体电离的，所以重复频率较低（＜1kHz）。

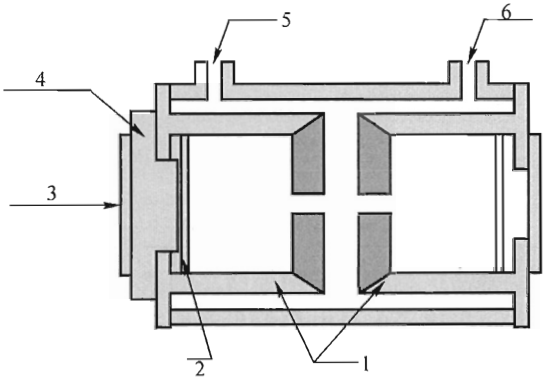


图6－36　等离子电晕电极放电触发原理

1—主电极；2—网状触发电极；3—触发电极；4—绝缘体；5—充气口；6—抽气口

（3）对工作频率无特殊要求时，伪火花的沿面放电触发技术具有较明显的优势。伪火花开关的沿面闪络放电触发装置由沿面放电的绝缘材料和置于其内部的两个触发电极构成，且整个触发装置置于开关的空心阴极处，如图6－37所示。工作时，在触发极上施加一个高幅值的脉冲电压，在触发电极间引发沿面放电，由此产生大量的自由电子、紫外线及光子，使开关内的气体充分电离，迅速产生等离子体形成虚阳极所需要的初始电

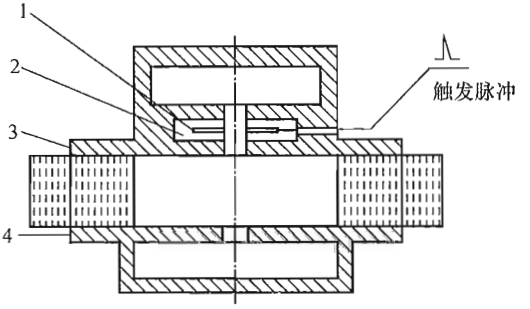


图6－37　沿面触发装置示意图

1—触发电极；2—绝缘表面闪络材料；3—阴极；4—阳极

荷，从而引起放电间隙的击穿[47,51]。

沿面闪络放电触发的特点主要包括以下三个方面：①触发装置通常放置在空心阴极内，离电极小孔距离很近，因此放电时延及抖动时间很小，其放电时延可达30ns，时延抖动可达0.8ns；②与电荷注入式触发单元相比，沿面放电触发装置的结构相对简单，不需要直流偏置电压、阻断电势、控制电极及相应的控制电路，同时体积小可置于开关的空心阴极内，因此开关的总体积相对较小；③沿面闪络放电触发装置由于也是一个放电装置，利用高压脉冲在触发电极间产生电弧引起气体电离，因此触发电极材料的选取以及固体介质材料的烧蚀与老化是影响沿面放电触发装置寿命的主要因素。

早期的触发装置所使用的介质材料多选用介电常数比较低的聚酯薄膜等有机材料，触发电极的距离很小，通常小于1mm，经多次放电后有机材料烧蚀现象比较严重，一方面污染空心电极，另一方面产生的挥发性物质也会对开关内的低压气体产生影响，从而影响开关的工作性能。后来，人们开始采用陶瓷材料和半导体材料来替代有机绝缘材料。其中ZnO半导体触发材料由晶粒和晶界组成，晶粒呈电阻特性，晶粒呈电容特性，当触发脉冲经过ZnO半导体表面多次放电后，在半导体表面会形成永久的导电通道，从而影响伪火花开关的触发性能[52]。当利用Al_2O_3陶瓷管作为沿面放电的绝缘材料时，其相对介电常数只有几十，在触发器MVD的三者交接处的电场畸变程度不高，对伪火花触发性能的改变有限[53]。半导体与陶瓷介质相比，在多次脉冲触发放电后，能自行恢复其绝缘性能，对伪火花开关触发性能及其使用寿命较有利。

伪火花沿面闪络触发器由沿面闪络介质及两个触发电极构成，安置在空心阴极内部，如图6－38所示[4]。沿面闪络介质材料可采用ZnO半导体

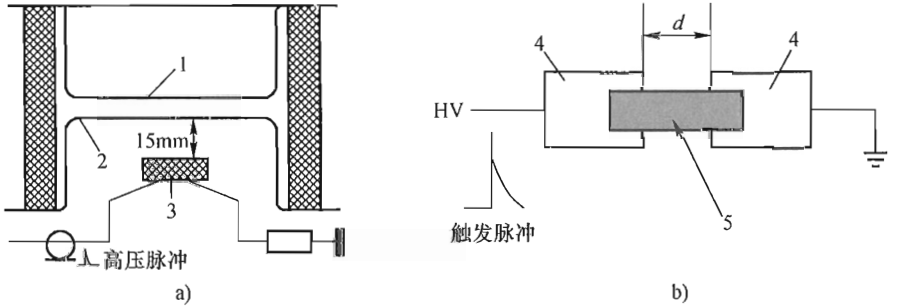


图6－38 沿面闪络触发器的结构

a）总体结构；b）触发器具体结构

1—阳极；2—阴极；3—触发器；4—触发电极；5—介质材料

或高介电常数的 $BaTiO_3$ 陶瓷，它通过安装孔安装在触发电极之间，其中一个触发电极接触发脉冲高压端，另一个接地，两触发电极之间的距离为 d。

2. 沿面闪络放电的机理

从 20 世纪 60 年代开始，国外许多专家学者对沿面闪络放电现象进行了相关研究，提出了多种引发真空沿面闪络现象的物理机理，为沿面闪络现象的深入研究奠定了基础。如苏联学者提出的基于气体放电理论和基于固体介质热击穿理论的有关假说，美国 Aderson 等人提出的基于二次电子发射电子崩（Secondary Electron Emission Avalanche，SEEA）的假说，Vigourous 等人提出的电子倍增是通过绝缘子内表层导电带中电子非弹性碰撞形成的假说（与 SEEA 假说相似），以及法国学者提出的电子触发极化松弛（Electron Triggered Polarity Relaxation，ETPR）假说等。但由于影响绝缘材料真空沿面闪络特性的因素很多，对其发生发展的物理机制至今还没有一个公认的结论。目前，占主导地位是 SEEA 假说[47]。

一般认为，真空中沿面闪络放电过程分为三个阶段：①起始阶段，即初始电子发射阶段；②发展阶段，即电子沿绝缘体表面运动倍增的阶段；③闪络击穿阶段，即绝缘体表面形成贯穿性导电通道的阶段。对于第一和第三阶段，大多数理论都认为绝缘体沿面闪络是由阴极 - 绝缘体 - 真空三相点处的初始电子发射引起的，经过发展阶段，最后以在绝缘体表面附近的脱附气体层和介质材料本身的汽化层内形成贯穿性导电通道结束的，而对第二阶段的物理机制存在争议和分歧。

绝缘体沿面闪络击穿的情况如图 6 - 39 所示，图中将其分为四个过程，这四个过程可解释如下：当脉冲高压施加到真空绝缘体上时，由于阴极 - 绝缘体 - 真空三相点交接处的局部电场强度较高，引起场致发射，形成初始电子，如图 6 - 39a 所示。发射出的一部分电子在电场作用下被加速，获得能量并撞击绝缘体表面，通过二次电子发射产生额外的电子，同时电子发射后留下了正电荷，使绝缘体表面带正电。部分二次电子再次撞击绝缘体表面，产生三次电子，这个过程的持续进行就会发展成为二次电子崩。电子雪崩在电场作用下向阳极移动，同时在绝缘体表面积累大量的正电荷，如图 6 - 39b 所示。与此同时，电子对绝缘材料表面的不断撞击还使吸附在绝缘体表面的部分气体分子获得能量，在获得能量达到一定值时，这些气体分子可以克服绝缘体表面分子的吸附力而被释放出来，如果能量足够大，其中一些气体分子甚至能够被电离，这些被释放的和被电离的气体分子就形成了脱附气体。脱附气体也随电子雪崩向阳极运动，在移动的同时，脱附气体还可能被电离，如图 6 - 39c 所示。当电子崩和脱附气体向阳极移动时，靠近阴极的介质材料表面所累积正电荷形成的空间电场使该区

域的电场强度增强，结果使原先的场致发射效应加强，同样也加强了初次电子发射、二次电子发射和气体脱附电离等过程，使得前述过程得以维持，从而不断持续，最终形成沿面闪络，如图 6－39d 所示。

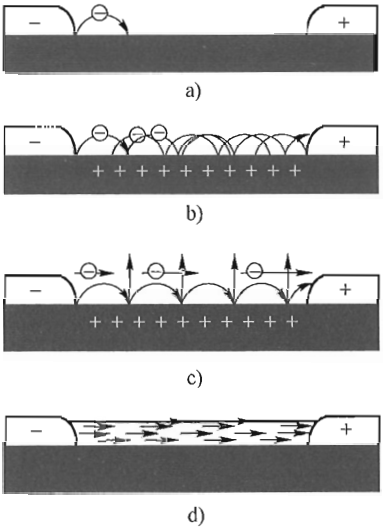


图 6－39　绝缘体沿面闪络击穿过程示意图

a）阴极-绝缘体-真空三相点处电场场致发射形成初始电子；b）电子崩形成并向阳极移动；c）脱附气体形成并随电子崩向阳极运动；d）最终形成沿面闪络

SEEA 理论强调了绝缘体表面吸附气体的脱附（或绝缘体绝缘介质的挥发）作为引发绝缘体沿面闪络击穿过程的重要性。目前，SEEA 理论虽然还不完善，但能解释大多数情况下的真空沿面闪络放电。通过 SEEA 理论对沿面闪络的分析，可以认为提高阴极－绝缘体－真空三相接触点附近的电场强度，便有可能提高沿面闪络时的电子发射率和电子动能，从而改善沿面闪络触发装置的性能。而提高三相接触点附近电场强度的途径就是提高绝缘体的介电常数，加大金属电极和绝缘体之间的微间隙的电位分布密度，导致三相接触点之间的场致发射。

3. 伪火花开关的沿面闪络触发特性

（1）表面闪络放电材料击穿电压与气压的关系。当沿面闪络放电发生时，绝缘体表面的吸附气体及介质的挥发性物质会受激释放到真空中，而伪火花放电工作于粗真空条件下，表面放气及表面介质挥发与空间背景气体相比，数量很小，其影响程度可忽略不计。而在高真空阶段（10^{-5} ~ 10^{-1}Pa）至超高真空阶段（$<10^{-5}$ Pa），表面放气成为主要的气体负

荷[54]。因此，可以不考虑绝缘体表面气体脱附对开关气压的影响。

对于低介电常数的陶瓷（Al_2O_3）和 ZnO 半导体触发材料，其表面闪络放电受气压影响较大，且要求两触发电极的距离小。在触发电极间距相同，且均为 1mm 的条件下，Al_2O_3 陶瓷和 ZnO 半导体触发材料产生沿面闪络放电的最低气压分别为 42Pa 和 66Pa。在伪火花开关放电的工作气压范围内（1～100Pa），触发电极间距与可靠性触发时所需的最低气压的关系如图 6－40 所示。

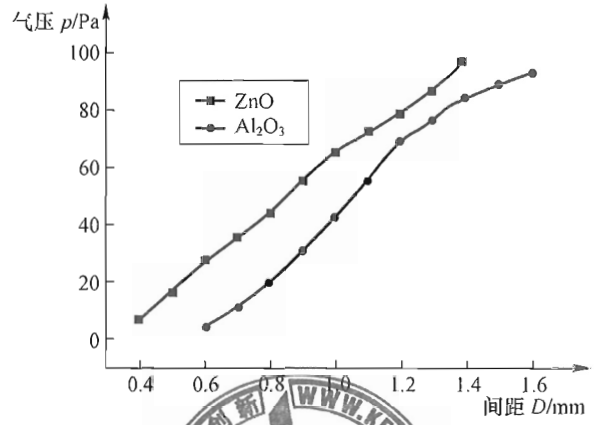


图 6－40　沿面闪络放电的最低气压与电极间距的关系

由于伪火花放电多在 30Pa 以下时放电比较稳定，因此对于 Al_2O_3 陶瓷和 ZnO 触发材料而言，为产生可靠的表面闪络放电，触发电极间距分别调整至 0.6mm（ZnO）和 0.9mm（Al_2O_3）以下。在此条件下，由于触发电极间距小，对触发电极和触发材料的烧蚀增大。同时电极蒸发的金属蒸气在绝缘材料表面的沉积也会降低绝缘材料的表面阻抗，从而失去介质表面的绝缘强度，影响触发器的工作寿命。

对于高介电常数的陶瓷材料，如 $BaTiO_3$ 系列或 S_rTiO_3 系列复合介质材料，沿面闪络放电受气压影响很小，在 1～30Pa 的气压范围内甚至真空度更高的情况下，在触发电极间距为几个毫米内，没有出现沿面闪络电触发失效的情况。因而，用高介电常数的陶瓷材料制作伪火花开关的触发器可大大提高伪火花开关工作的可靠性。

（2）沿面闪络触发器的性能。沿面闪络触发器的性能可通过实验的方法获得。实验过程中需对沿面闪络过程中的电流进行测量，并计算出触发器释放出的电荷量 Q，具体的实验电路如图 6－41 所示。触发脉冲用 Tektronix P6015A 高压探头测量，R_s 为电流传感器，通过示波器测量并将数据传入计算机。

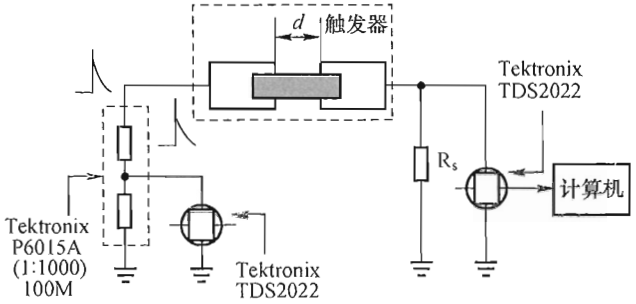


图 6－41　沿面闪络触发器性能测试电路

在伪火花工作的粗真空环境中，沿面闪络介质材料对触发器的性能有很大影响。触发器的功能就是向伪火花开关提供导通用的足够载流子，因此在触发脉冲的作用下，沿面闪络触发器释放载流子的多少可以表征触发器性能的优劣。图 6－42 所示为 ZnO 半导体介质材料和 $BaTiO_3$ 陶瓷材料制作的触发器的特性。

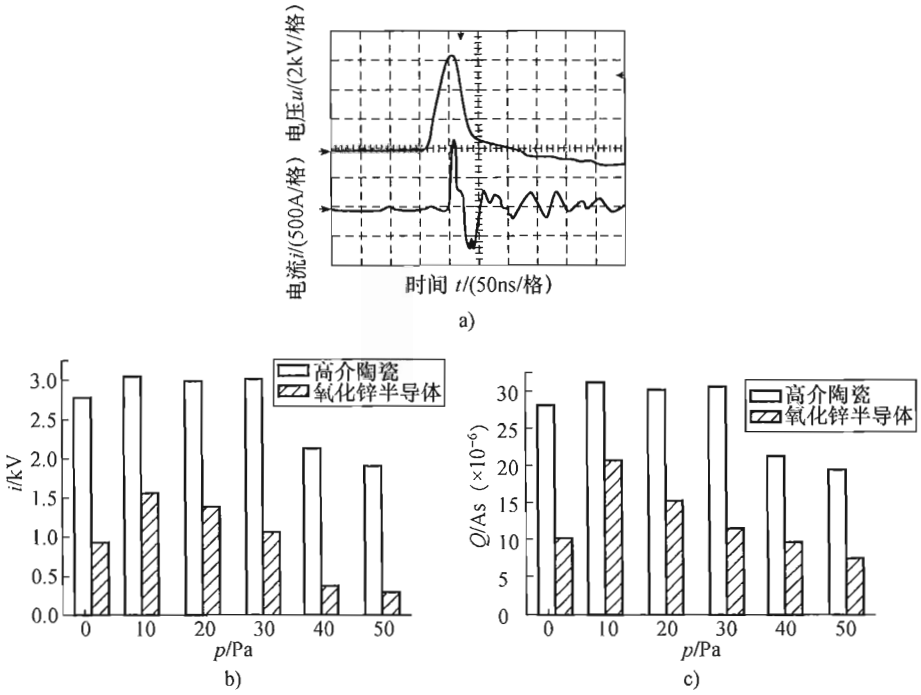


图 6－42　沿面闪络触发器的触发特性

a）沿面闪络触发器的触发电压和电流；b）触发电流和气压间的关系；

c）释放电荷量和气压间的关系

由图 6－42 可知：①由 $BaTiO_3$ 陶瓷材料制作的触发器在触发脉冲作用下具有很强的电荷释放能力，其触发电流的上升沿为 10ns，电流上升速率在 1～50Pa 范围内最大达到 3.2×10^{11}A/s；在 20ns 内，触发器释放的电荷量最大达到 30μC 左右，释放的总电子数达到 1.875×10^{14}；除此之外，触发电流在伪火花工作的气压范围内变化较小，这就为开关工作的稳定性和降低开关的导通时延及抖动提供了充分的保证。②ZnO 半导体介质材料制作的触发器，在触发脉冲作用下，触发电流和释放的电荷量明显低于 $BaTiO_3$ 陶瓷材料制作的触发器。其触发电流的上升沿为 13ns，电流的上升速率最大为 1.2×10^{11}A/s；在大约 30ns 内，触发器释放的电荷量最大达到 20μC 左右，释放的总电子数为 1.25×10^{14}。③ZnO 半导体和 $BaTiO_3$ 陶瓷介质制作的沿面闪络触发器的重要特性差异是：经过上百次的触发脉冲触发后，ZnO 半导体闪络触发器的绝缘电阻明显下降，这是由半导体晶格和晶界特性决定的；而 $BaTiO_3$ 陶瓷材料具有良好的绝缘特性，经上百次的脉冲触发后，触发器仍保持高阻特性，因而具有较长的使用寿命，是伪火花开关理想的沿面闪络触发材料。

4. 沿面闪络伪火花开关的触发特性

（1）伪火花开关的工作电压范围。伪火花开关的工作电压范围是指在一定结构参数和工作条件下，能够使其可靠触发的工作电压范围。对于电极间距为 4mm、电极小孔直径为 6mm、电极厚度为 5mm，且基于沿面闪络触发器触发的伪火花开关具有非常宽的工作电压范围。在气压为 5Pa 时，伪火花开关的自击穿电压为 28kV，保持气压不变，将工作电压从零开始逐步上升，测量不同沿面闪络触发器的最小可靠触发的工作电压，可得：采用 ZnO 作为触发器闪络介质的伪火花开关的最小工作电压为 360V，其工作电压范围为 1.3%～99%；采用普通 Al_2O_3 陶瓷作为触发器闪络介质的

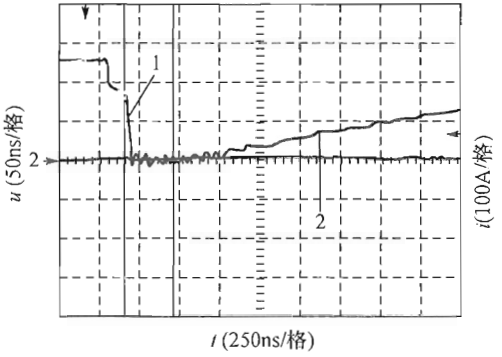


图 6－43　伪火花开关电压与回路电流

1—极间电压；2—沿面闪络电流

伪火花开关的最小工作电压为274V，两种高介电常数的$BaTiO_3$陶瓷作触发器闪络介质的伪火花开关的最小工作电压分别为134V和128V。图6－43所示为相对介电常数$\varepsilon_r = 3500$的$BaTiO_3$陶瓷沿面闪络伪火花开关的电压与回路电流的波形图，其工作电压范围为0.46%～99%。

（2）伪火花开关的触发时延和抖动。沿面放电装置是利用沿面闪络引起的电子与光子发射而达到触发伪火花开关电极击穿放电的。伪火花开关的放电时延τ_d可定义为触发电压开始下降（即触发器击穿产生沿面闪络放电的时刻）到主电极间隙大电流开始上升（即主电极间隙击穿）的时间间隔，如图6－44所示。

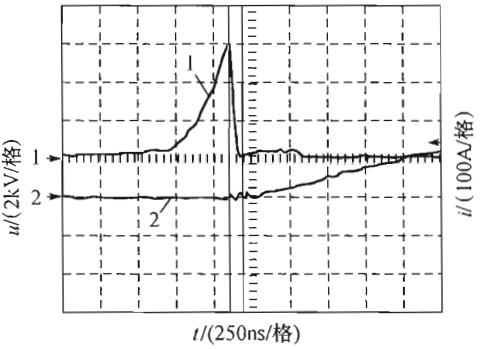


图6－44　伪火花开关放电时延的定义
1—触发脉冲；2—开关闪络放电电流

需要注意的是，这种定义排除了触发器本身的放电分散性。在放电条件不变的情况下，进行连续20次正常放电，取开关时延与其平均值差值的最大值定义为开关时延的抖动$\Delta\tau_d$（即$|\tau_d - \bar{\tau}_d|_{max}$）。

图6－45和图6－46分别所示为低相对介电常数和高相对介电常数沿面闪络伪火花开关的放电时延和时延抖动随施加工作电压间的关系。由图6－45可知：由两种低相对介电常数沿面闪络材料制作的伪火花开关，在1～12kV的电压范围内，放电时延分别为110～380ns（对应于ZnO半导体材料）和70～210ns（对应于普通的Al_2O_3陶瓷材料），时延抖动分为为23～84ns（对应于ZnO半导体材料）和14～41ns（对应于普通的Al_2O_3陶瓷材料）。

由图6－46可知：两种高相对介电常数的$BaTiO_3$陶瓷（相对介电常数分别为1162.2和3459.9）沿面闪络的伪火花开关，在1～12kV的电压范围内，放电时延分别为39～81ns和35～77ns，时延抖动均小于35ns，最低为6ns。当工作电压大于12kV之后，放电时延和时延抖动基本趋于稳定。

由此可见，两种高相对介电常数的沿面闪络伪火花开关的性能指标明

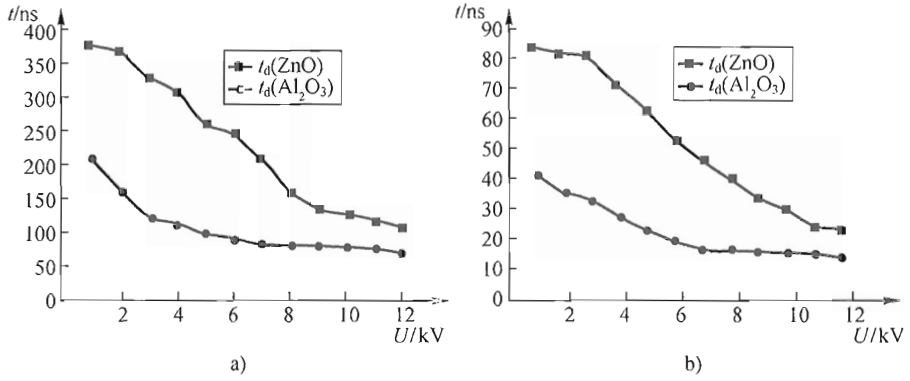


图 6－45　低相对介电常数触发器伪火花开关的触发特性

a）放电延时；b）时延抖动

显优于低相对介电常数的沿面闪络伪火花开关的性能指标。

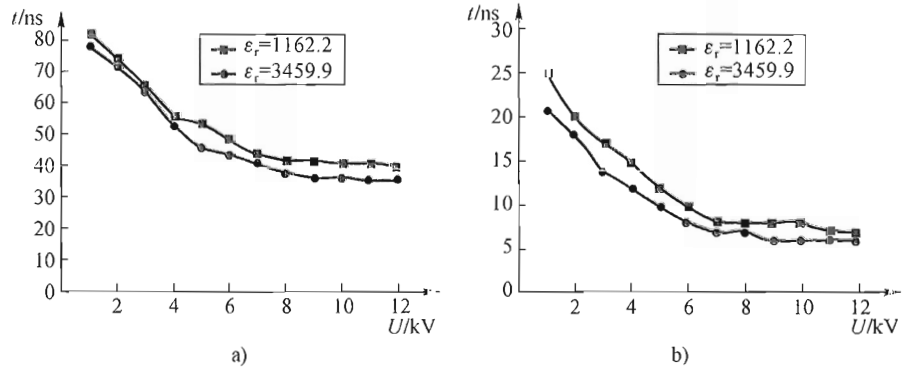


图 6－46　高相对介电常数触发器伪火花开关的触发特性

a）放电延时；b）时延抖动

6.5　固体开关

6.5.1　功率半导体开关

功率半导体开关通常是指电力半导体器件，它具有控制电流导通和关断的能力。对理想功率半导体开关的要求是导通时能像金属一样，关断时能像绝缘体一样。最接近这一要求的器件是以闸流管为代表的气体放电管（放电管内的气体通常为绝缘体，当发生放电时即可变为导通状态）。代表

功率半导体器件的晶闸管也被期望具有和闸流管相同的功能，因此其名字也和闸流管相似。近50年来，随着电力电子技术或功率半导体技术的快速发展，终于出现了能够取代闸流管的功率半导体器件。

功率半导体器件的种类较多，依据其控制方式主要有电流控制型脉冲功率器件和电压控制型脉冲功率器件。电流控制型脉冲功率器件主要由门极可关断的晶闸管（GTO）、门极环流晶闸管（GCT）、集成门极环流晶闸管（IGCT）以及非对称晶闸管。电压控制型脉冲功率器件主要有功率场效应晶体管（Power MOSFET）、绝缘栅双极型晶体管（IGBT）以及静电感应晶闸管（SITH）。除此之外，还出现了一些新型半导体脉冲功率器件，如反向开关晶体管（RSD）、半导体断路开关（SOS）、漂移阶跃恢复二极管（DSRD）以及光电导开关（PCSS）。参考文献［55］对上述各种类型的脉冲功率器件的结构、原理及应用做了很详尽的论述。

晶闸管即晶体闸流管的简称，又叫可控硅（SCR）。可控硅是一种$P_1N_1P_2N_2$四层构成的三端半导体器件，基本结构如图6-47所示[2]。当阳极A的电位高于阴极C的电位时，可看做两个共集电极的晶体管$P_1N_1P_2$和$N_1P_2N_2$相互构成正反馈电路。可控硅的导通状态相当于这两个晶体管处于饱和状态，在各自的集电结上堆积了很多的载流子，各个结都处于正向偏置状态。

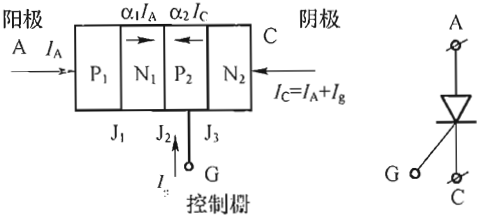


图6-47　可控硅的基本结构

如果忽略结的漏电流，可以认为是$P_1N_1P_2$管和控制极G向$N_1P_2N_2$管的基极提供电流。$N_1P_2N_2$管的基极电流为：

$$I_B = \alpha_1 I_A + I_g \tag{6-14}$$

式中　α_1——$P_1N_1P_2$管的电流放大系数。

要使$N_1P_2N_2$管饱和，其基极电流应大于$(1-\alpha_2)I_c$，即：

$$\alpha_1 I_A + I_g \geqslant (1-\alpha_2) I_c = (1-\alpha_2)(I_A + I_g) \tag{6-15}$$

或

$$I_g \geqslant \frac{(1-\alpha_1-\alpha_2)}{\alpha_2} I_A \tag{6-16}$$

式中　α_2——$N_1P_2N_2$管的电流放大系数。

当满足式（6-16）所示的条件时，可控硅即可导通。当可控硅电流

I_A 大于某一维持电流 I_H 值时，$\alpha>1$，而此时即使 $I_g\leqslant 0$ 也不能使可控硅截止。要断开可控硅必须使 $I_A<I_H$，即要求可控硅 A－C 两极之间的电压小于零。当零电压时，正向阻断的恢复时间长，加反向电压则可缩短可控硅正向阻断的恢复时间。可控硅的这种特性和闸流管相似，所以通常把可控硅称为晶体（固态）闸流管，简称晶闸管。

可关断可控硅的工作原理与普通可控硅一样。在控制极上加触发脉冲，满足式（6－16）时可使可控硅导通，然后用一个负的栅极电流 I_g 将其关断。通常只有在 I_A 为 5～10A 范围内，关断才较为有效。可控硅关断的充分条件为：

$$I_{goff}>\frac{\alpha_1+\alpha_2-1}{\alpha_2}I_A \tag{6-17}$$

断开增益为：

$$h_{EF}=\frac{I_A}{-I_{goff}}=\frac{\alpha_2}{\alpha_1+\alpha_2-1} \tag{6-18}$$

式中 h_{EF}——可关断可控硅的特性。

根据试验，可控硅元件导通后的 α_1 约为 0.1～0.2，如果要使 $h_{EF}\geqslant 20$，则由式（6－18）可求得 $\alpha_2\leqslant 0.95$。目前已制造出的可关断可控硅 $h_{EF}=10\sim 20$，$I_A=5\sim 10$A，耐压 1～2kV，再大就困难了。

可关断可控硅可由一个前沿正信号触发导通，再用一个延迟了的负信号关断，如果不够可以并联，如果电压不够可以串联。

可控硅在脉冲功率系统中既可作为短路开关，也可作为断路开关。在电路实际应用中需注意以下几个方面。①一般手册给出的可控硅触发电压、电流均指直流而言，而脉冲触发幅度可取 30～50V，脉冲宽度一般在 0.5～3μs 之间，控制极电路中可串入一个小电阻以限制过大的电流（几十到数百毫安）。②动态击穿效应。如果电压变化速率过大，结上的电容会产生通弧状态，一般允许 $dU/dt=200$V/μs。主要措施是在控制极和阴极间加一个电阻，在可控硅的高压串联链中，或在可控硅的阴极－阳极间并联电容、电阻或采用短路发射结构。关于 di/dt 的限制，当可控硅导通时，电流上升率过速，局部点过热，将会烧毁可控硅，电路上可采用饱和扼流圈或电阻来限制，一般 $di/dt=200$A/μs，目前国产器件断开时间为 5～40μs，分散性较大。③可控硅的维持电流是指去掉控制脉冲后，仍能保持导通状态所必需的最小阳极电流。锁住（locked on）电流是指可控硅在开启的瞬间去掉控制脉冲时，能继续保持导通所必须的最小阳极电流。前者通常为 10～60mA，锁住电流则要比维持电流大数倍。④可控硅既可用于整流，也可用于逆变。在逆变电路中，可控硅是在直流电压下工作的，比较容易导通，而关断却不像整流那么简单。交流电压有过零和反向时刻，而在直流电压下，必

须采用另外的关断措施，即通常利用电容器的充放电或 L－C 振荡作用，使可控硅上出现短时间的反向电压，强迫关断。因此，在电路中换向电容或电感是十分重要的，反向电压维持时间必须要大于关断时间。

半导体断路开关（Semiconductor Opening Switch，SOS）。S. N. Rukin 等人在利用高压二极管做整流试验时发现，使一定持续时间的正向电流及一定持续时间的反向电流（电流密度高达每平方厘米几十千安，电流通过时间为几百纳秒）依次通过整流二极管，反向电流的衰减时间降低了几十纳秒。这种大电流密度在纳秒量级时间内截断的现象被称为 SOS 效应。

SOS 原理试验电路和 SOS 上的电压电流波形如图 6－48 所示[2]，其中 SOS 由上百个高压整流二极管串并联而成。这种 SOS 效应不同于通常阶跃二极管（DSRD）。阶跃恢复二极管是由于 P－N 结能阻断恢复所引起的大电流快截断现象，它发生在低掺杂区域；而 SOS 发生在窄的高掺杂区，电流截断发生时，基极和 P－N 结被过剩的等离子体填充，其浓度为初始掺杂浓度的两个量级，这使得截断高密度电流成为可能。

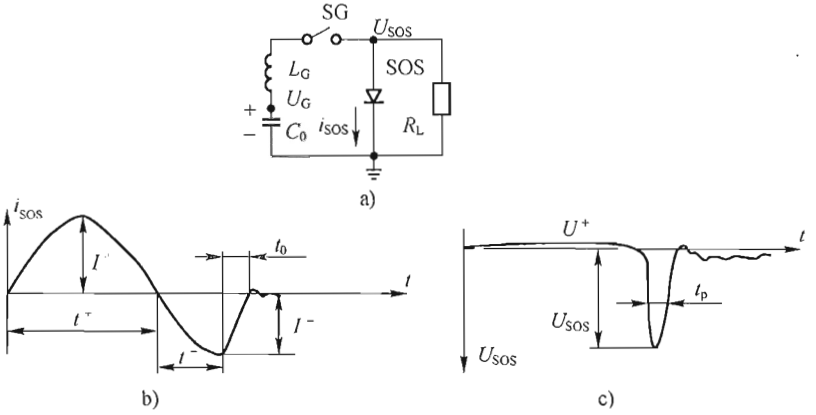


图 6－48　SOS 原理试验电路及其电压电流波形

a）SOS 原理试验电路；b）电流波形；c）电压波形

在 SOS 截断过程中，其阻抗变化大约分为三个阶段：①电阻快速增加阶段；②电阻较缓慢变化阶段；③彻底截断阶段。第一阶段和第二阶段的时间之和为 70～90ns。从开始截断，经过 70～90ns，电阻会再一次更快增长，达到几千欧，通过 SOS 的电流衰减到零。SOS 二极管主要参数如表 6－6 所示。

表 6－6　SOS 二极管主要参数

参数	工作电压 /kV	串联个数 /个	管芯面积 /cm^2	截断电流密度 /(kA/cm^2)	截断时间 /ns
性能	250	320	4	10	<10

近年来，新型功率固态开关器件技术不断进步。晶闸管（Thyristor）是一种大功率 PNPN 四层半导体器件，单个器件电压 4kV，电流 2kA 以上。其他如可关断晶闸管（Gate Turn Off，GTO）又称为半导体断路开关（SOS）、大功率晶体三极管（Giant Transistor，GTR）、功率 MOS 场效应管 MOSFET、绝缘栅双极晶体管（Isolated Gate Bipolar Transistor，IGBT）等产品无论电压或电流容量等参数都有了新的突破。

6.5.2 介质表面放电开关

火花间隙开关一般为单放电通道，其开关时延受放电通道电感和电阻的制约。为了减小开关的电感，一种方法是采用固体薄片介质置于开关间隙中作为绝缘介质。这种固体开关中电极之间的间隙很小，可以实现低电感和低抖动，但其主要缺点是薄片绝缘介质不具有自恢复性，仅能一次性使用，使用一次需要更换一次固体薄片介质。利用固体薄片作为绝缘介质的固体开关适用于大电流一次性放电的场合。固体薄片介质开关工作时通常利用破坏薄片介质的方法使其击穿导通。另一种减小开关电感的方法是采用多通道放电方式。火花间隙开关能产生多通道放电，常常需要有上升时间很短、幅值足够高的触发脉冲。同时，在结构上开关主电极多采用具有半圆形表面的长条电极，触发电极则采用具有长条刀片形状的电极。

介质表面放电开关是一种能产生稳定多通道放电的开关，通道数目多，击穿时延短且分散性小。介质表面放电开关的结构如图 6－49 所示[22]，其电极为平板形，电压加在 A、B 两主电极之间。当触发极 C 上施加触发脉冲后，由于电极 C 和电极 A、电极 B 之间的电容耦合作用，介质表面将发生弱的电晕放电，通过介质表面的电流为位移电流，而且沿整个介质表面分布。电晕的发展速度约为 5mm/ns。在电晕放电的影响下，主电极 A 和主电极 B 之间将发生多通道表面放电，使间隙击穿导通。

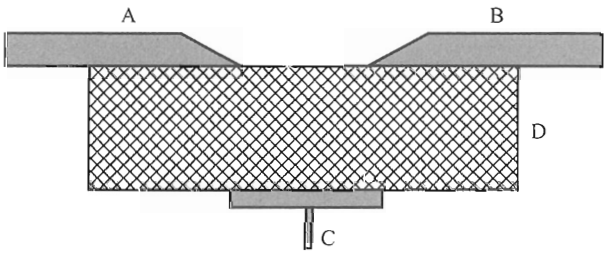


图 6－49　介质表面放电开关结构示意图

介质表面放电开关的放电电压与开关中气体介质及其压力有关。图 6－50 中的曲线 1、曲线 2 和曲线 3 表示开关中的气体为 92.5% N_2 + 7.5%

SF_6，电极 A 与电极 B 之间的距离分别为 2.5mm、5mm 和 10mm 时，开关的表面放电电压 U_f 与气体压力 p 之间的关系如图 6－50 所示。由图 6－50 所示的结果可见，当两主电极间的距离较大时，放电电压随气体压力而变化的速度很快。

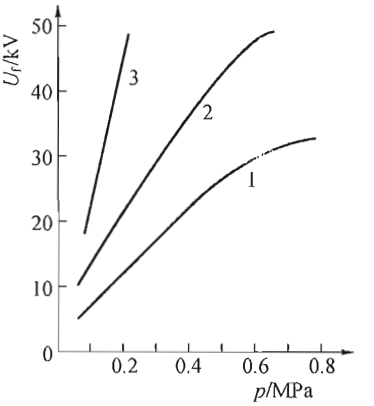
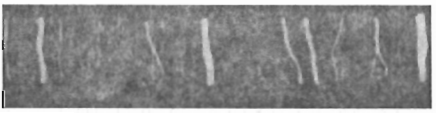


图 6－50 开关放电电压与气体压力的关系

开关的气体电介质中加入少量的电负性气体（SF_6），其目的是为抑制开关中强电场的地方发生微放电，避免开关误动作。特别是这种开关中有电极－固体－气体介质的三相界面，更容易发生微放电，加入少量强电负性气体来抑制是十分必要的。

常用的火花放电间隙开关的工作电压一般在自击穿电压的 70% 以上，才能使开关可靠地工作，并具有良好的特性；而表面放电开关的工作电压范围仅为自击穿电压的 40%，这明显低于火花间隙开关。这是表面开关很突出的优点。

介质表面放电开关能产生多通道放电。放电通道的数目及放电通道在固体电介质表面上的分布与开关的触发脉冲幅值和脉冲上升的时间有关。图 6－51 所示为在不同的触发脉冲条件下，开关中的放电通道数目及其分布情况。此时开关电极 A、B 间的距离为 8mm，两主电极间的电压为 30kV，气体为 92.5% N_2 + 7.5% SF_6，气体压力为 5×10^5Pa。由图 6－51a 可知，当触发脉冲幅值为 10kV，上升速度为 3.6kV/ns，放电通道数目较少，且分布不均匀；如果触发脉冲幅值提高到 30kV，上升速度为 10kV/ns 时，放电通道数目明显增加，而且分布均匀，如图 6－51b 所示。



a)

b)

图 6－51 介质表面放电开关中的放电通道数目及分布情况

a）触发脉冲幅值为 10kV，上升速度为 3.6kV/ns 时；

b）触发脉冲幅值为 30kV，上升速度为 10kV/ns 时

目前，介质表面放电开关的放电通道已能达到几百条，且使开关放电通道的电阻和电感都大大减小，开关特性有了很大的改善，放电时延仅为几微秒。

表面放电开关的放电时延不仅与开关的工作电压有关，而且还与触发脉冲有关。在触发脉冲幅值不同和主电极间距不同的情况下，介质表面放电开关的时延 τ_d 随开关工作电压 u_c 的变化情况如图 6－52 所示。曲线 1 为主电极间距为 8mm，静态击穿电压为 50kV，触发脉冲幅值为 50kV 的情况；曲线 2 为主电极间距为 8mm，静态击穿电压为 50kV，触发脉冲幅值为 30kV 的情况；曲线 3 为主电极间距为 5mm，静态击穿电压为 40kV，触发脉冲幅值为 40kV 的情况；曲线 4 为主电极间距为 5mm，静态击穿电压为 40kV，触发脉冲幅值为 30kV 的情况。

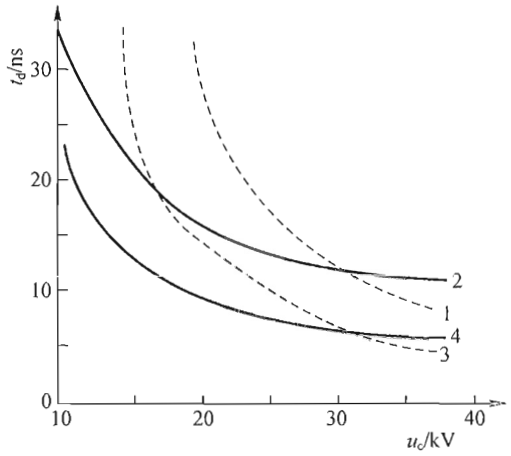


图 6－52　表面放电开关的放电时延与开关工作电压的关系

由图 6－52 的结果可知，在触发脉冲一定的情况下，工作电压增大，放电时延将迅速减小。当主电极间距一定、开关工作电压一定时，触发脉冲幅值的大小对放电时延的影响情况不同。若开关工作电压较低，则触发脉冲幅值较小时开关时延较小；反之若开关工作电压较高，则触发脉冲幅值大时开关时延较大。

电极材料和固体介质材料的烧损及老化是影响开关寿命的主要因素。如果固体介质材料是玻璃环氧纤维，当开关开断的单位长度能量为 10J/m 时，在动作几百次之后，介质表面便出现可见的缺陷，致使开关性能下降。如果用陶瓷作为开关的固体介质，即使动作 10^5 次，重复动作频率 10Hz，单位长度开断能量达 30J/m，介质表面也不会出现烧损，开关的耐压水平没有变化，工作性能也没有明显的降低，因此固体介质多采用陶瓷材料。

关于开关电极的材料，当开断能量不大时可采用铝；当开断能量较大时要采用钢。采用陶瓷固体介质，钢作电极，在单位长度能量高达300J/m时试验，开关动作高达几百次未发现电极和介质表面有明显烧损。只有开关的单位长度能量很高，例如高达30kJ/m时，则钢电极在放电十几到几十次后，才有明显的烧损。在这种情况下，则需要选用更耐烧蚀的电极材料，如铜钨合金等。

由于表面放电开关放电均匀，很适用于电子束泵浦的准分子激光器中，如ArF激光器。

6.5.3 光导开关

光导开关是一种新型的半导体开关器件，其具有开关电感小、动作时间短及分散性小的特点。光导开关通常是由光电导材料制成的。当光电导材料上没有加电压，也不受光的辐照时，光电导材料中的电子－空穴对的排列是紊乱的，光电导材料中没有电流流过。如果在光电导材料上加上电压，同时用光或电子束照射光电导材料时，则光电导材料中的电子－空穴对将按所加电场方向排列，使电流通过，即光电导材料变成了导体。一旦不用光或电子束照射光电导材料，即使光电导材料上仍加有电压，也不会有电流流过光电导材料，即光电导材料变成了绝缘体。光导开关就是利用这种原理制成的，它具有较大的脉冲电流通流能力。

光导开关的基本原理如图6－53所示[22]，其中电极1的宽度为w，厚度为d，照射光6可以是激光或电子束等，2为光电导材料，3为电子－空穴对。光导开关的导通或断开是用光或电子束来控制的。这种控制方法的最大优点是可实现光－电隔离，即光导开关所在的电回路与产生光（或电子束）的触发回路没有电的联系，因而能避免电磁干扰；同时用光（或电子束，乃至γ或X射线）控制开关，有利于对多个开关进行同步控制，且灵敏度高。

当入射的光子能量足够多时，在光电导材料中将产生电子－空穴对；若光均匀地照射整个光电导材料，则在光脉冲作用的时间内，其导电性就会改变，由此可达到控制开关导通或关断的目的。光导开关的导通时间比气体放电间隙开关快得多。因为，在气体放电间隙开关中，击穿的发生是由单个放电点开始的，然后需由电子崩过程发展为流注放电，随着电子崩的发展，带电粒子增多，间隙的电场变弱，使带电粒子进一步增长的速率下降。气体放电火花间隙开关电极之间的电弧电阻R_a减小的过程呈现指数规律，如图6－54a所示；而对于光导开关，电极间电阻的变化取决于外部的光源，即开关的导通时间由光脉冲功率P_L和光脉冲宽度τ_0决定，如图6－54b所示。

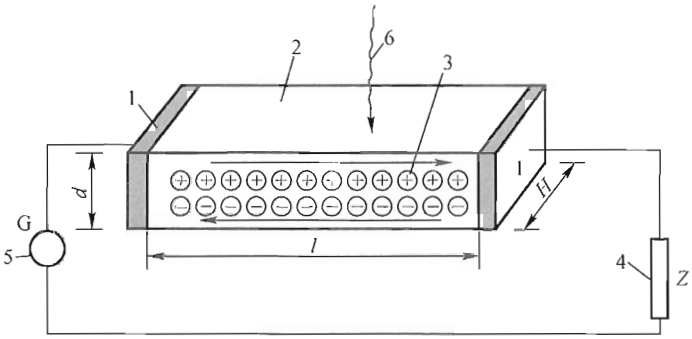


图 6－53　光导开关的原理示意图

1—电极；2—光电导材料；3—电子－空穴对；4—负载；5—脉冲功率电源；6—照射光

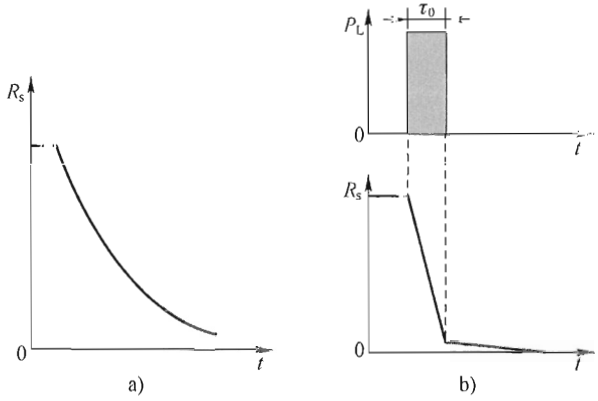


图 6－54　光导开关与火花间隙开关导通过程的比较

a）气体放电间隙开关电弧电阻的变化规律；b）光电导通开关电阻及光脉冲的变化规律

光导开关的导通要由外部光源的能量来维持。由于外部光源光子（能量）的射入而产生的电子－空穴对在导电过程中会由于复合而消失，并主要消失在电极上（其复合的时间与光电导材料及其中的杂质有关）。但是，如果在与金属电极接触的表面上形成一层肖特基（Schottky）阻挡层，则将仅有一部分载流子能够通过。因此，为了保持开关的良好导通，要尽可能防止电极表面形成肖特基阻挡层。光导开关的电感与材料的宽度成正比，而其电阻与宽度无关。因此，当需要改变开关的电感时，只需要改变其宽度就可以了。在开关单位体积中消耗的能量将随开关宽度的增大而减

小。材料的散热面积与宽度成正比，最大平均功率也与宽度成正比。

常用的光电导材料有锗（Ge）、硅（Si）、砷化镓（GaAs）和磷化铟（InP）等，这些材料的有关电物理参数如表6-7所示。

表6-7 几种光电导材料的电物理参数

参数	单位	光电导材料			
		Ge	Si	GaAs	InP
阻挡层能量	eV	0.67	1.11	1.4	1.3
最大波长	μm	1.85	1.09	0.89	0.95
电子迁移率	$cm^2/(Vs)$	3900	1350	4000	4600
空穴迁移率	$cm^2/(Vs)$	1900	480	250	150
最长寿命	ns	10^3	10^5	50	5
光吸收深度	μm	—	1.3×10^5	20	4
导热系数	(W/cm)·K	0.6	1.5	0.8	0.68
比热	(J/g)·K	0.31	0.7	0.35	0.40
电阻系数	Ω·m	10^2	2.3×10^2	---	10^4
击穿强度	kV/cm	80	300	350	250
密度	g/cm^3	5.32	2.33	5.32	4.78
载流子密度	cm^{-3}	2.4×10^{13}	1.4×10^{10}	9×10^8	10^8

6.5.4 磁开关

磁开关实质上是一种铁磁材料做成的饱和电抗器，其在电力系统中应用了多年。自从1977年美国Allied公司发明了金属玻璃（Metallic Glass）磁性材料的生产和处理技术，磁开关的研究又重新引起了人们的兴趣。1983年在ETA和ATA感应直线加速器中做成了250kV、25kA、50ns的磁脉冲调制器，使用十分成功，进而促进了其发展。从磁开关所使用的介质来看，其应归属于固体开关。

磁开关的原理简化电路如图6-55所示[22]，L为非线性饱和电抗器，S为开关，R为负载电阻，U为电源电压。

设回路刚接通时，磁开关处于未饱和状态，回路电流 i 近似地为磁开关的矫顽电流 I_0。在磁开关饱和之前，回路电流保持常数 I_0。电抗器线圈上的电压 U_L 几乎等于电源电压。τ 时刻时，磁开关铁芯饱和，电抗器线圈上的电压突然降到近似为零，回路电流跃变为 U/R，于是实现了能量传输和功率放大。磁开关电流、电压及其内部磁场随时间变化的理想情况如图6-56所示。

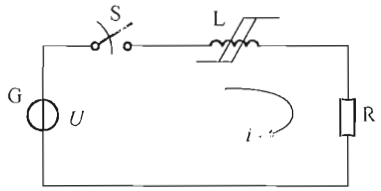


图 6－55　磁开关的原理简化电路

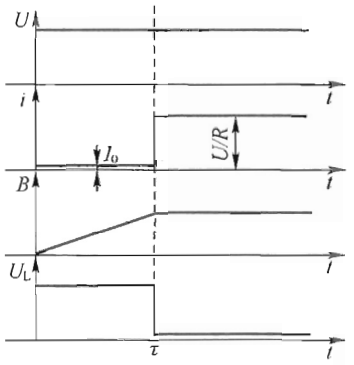


图 6－56　磁开关电流、电压及其内部磁场随时间变化的理想情况

由于磁开关是利用电感器的饱和作用来实现工作状态转换的，不存在电离及电极烧蚀问题，因此其具有可重复运行和寿命长的特点。磁开关的主要缺点是：一是使用过程中磁芯必须复位；二是磁性材料有损耗，在高重复频率运行时可能会使其温度超过允许温度；三是磁开关本身并不是理想的开关，会在电路中产生较大的预脉冲。磁开关在电路中的主要作用是进行脉冲压缩和波形的锐化与整形，因此有人将磁开关称为“磁脉冲压缩器”。磁开关比较适合在次级回路中运用，不可用做初级开关。

磁开关中磁性材料的磁滞回线的特点如图 6－57 所示[2]。一般磁性材料的磁化曲线 $B(H)$ 具有非线性，适合于做磁开关的材料要求呈矩形变化的磁滞回线，其损耗磁滞损耗要小，dB/dH 的变化率要大，比如金属玻璃 2605C，NiZn 铁氧体（ferrite）和 NiFe 矩形磁体（orthonol）等最适合做磁开关。电感线圈中间加双线表示磁芯磁开关。

磁开关单元压缩电路如图 6－58 所示，C_n 为第 n 级的电容，L_n 为第 n 级磁开关的电感，C_{n+1} 为第 $n+1$ 级的电容。

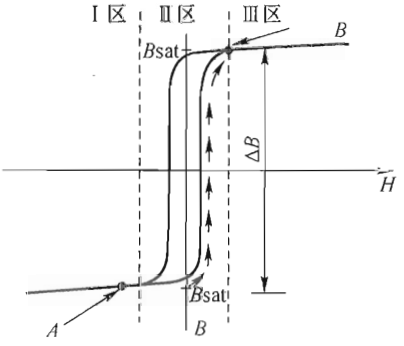


图 6－57　磁开关中磁性材料的磁滞回线

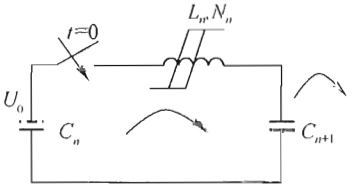


图 6－58　磁开关单元压缩电路

对第 n 级电容的充电时间可由下式求出：

$$U_n(t) = U_0\left[\frac{C_n}{C_{n-1}+C_n}(1-\cos\omega t)\right] \tag{6-19}$$

当多级磁开关压缩电路中的 $C_{n-1} = C_n = C_{n+1} = C_0$ 时，式（6-19）变为：

$$U_n(t) = \frac{U_0}{2}(1-\cos\omega t) \tag{6-20}$$

式中 $\omega = \dfrac{1}{\sqrt{L_{n-1}^s C_0/2}}$；

L_{n-1}^s——第 $n-1$ 级时的磁开关的饱和电感。

$$T_n = \frac{\pi}{\omega} = \pi\sqrt{L_{n-1}^s C_0/2} \tag{6-21}$$

第 n 级中磁开关的饱和时间 T_n' 可利用下式计算：

$$B_n(t) = \frac{1}{N_n A_n}\int_0^{T_n} U_n(t)\,\mathrm{d}t \tag{6-22}$$

式中 N_n——第 n 级磁开关的匝数；

A_n——第 n 级磁开关的截面面积。

由式（6-20）和式（6-22）可得：

$$T_n' = \frac{2\Delta B_n A_n N_n}{U_0} \tag{6-23}$$

式中 ΔB——第 n 级磁开关饱和时和未饱和时的磁密差，即 $\Delta B = B_s - B_r$。

当第 n 级的电容 C_n 充电到 U_0 时需第 n 级的电感 L_n 刚好达到饱和，此时电容 C_n 开始向第 $n+1$ 级电容充电。因此，$T_n = T_n'$。据此，可得出以下两个结论。

（1）L_{n-1}^s 和 L_n^s 的关系取决于电容 C_n 的充电时间等于电感 L_n 的饱和时间，从而得：

$$L_{n-1}^s = \left[\frac{2\Delta B_n A_n N_n}{\pi U_0}\right]^2 \frac{2}{C_0} \tag{6-24}$$

取相邻两级饱和电感之比，即：

$$\frac{L_n^s}{L_{n-1}^s} = \frac{\mu^s N_n^2 A_n^2}{V_n}\cdot\frac{1}{L_{n-1}^s} = \left(\frac{C_0}{2}U_0^2\right)\left(\frac{1}{V_n}\right)\frac{\pi\mu^s}{4\Delta B_n^2} \tag{6-25}$$

式中 μ^s——第 n 级磁开关饱和时的磁导率；

V_n——第 n 级磁开关的体积。

对半径为 R、截面为 A 的圆环形电感计算公式为：

$$L_n^s = \frac{\mu^s N_n^2 A_n}{l} = \frac{\mu_0\mu_1^s N_n^2 A_n^2}{V_n} \tag{6-26}$$

式中　磁路长度 $l=2\pi R$。

（2）压缩增益：从第 n 级到第 $n+1$ 级之间的电容充电时间之比，压缩增益 G 定义如下：

$$G=\frac{T_n}{T_{n+1}}=\frac{\pi\sqrt{L_{n-1}^{s}C_0/2}}{\pi\sqrt{L_n^{s}C_0/2}}=\sqrt{\frac{L_{n-1}^{s}}{L_n^{s}}} \tag{6-27}$$

或可表示为：

$$G^2=\left(\frac{V_n}{0.5C_0U_0^2}\right)\frac{4\Delta B_n^2}{\pi^2\mu^{s}} \tag{6-28}$$

对于快速开关，可得到开关设计判据：

$$L_n^{u}\geqslant 20L_{n-1}^{s} \tag{6-29}$$

即对于第 n 级磁开关，必须要求非饱和电感 L_n^{u} 大于饱和电感的 20 倍，把充电的预脉冲降低到 5% 以下。

进而压缩增益可表示为：

$$G^2=\frac{L_{n-1}^{s}}{L_n^{s}}=\frac{L_n^{u}}{20L_n^{s}} \tag{6-30}$$

由此可见，对于磁开关的设计必须考虑以下几点：①等电容选择，可获得高效率；②当 $t=\pi/\omega$ 时，磁芯达到饱和点，满足伏·秒方程；③本级未饱和时的电感需远大于前级饱和时的电感，即 $L_n^{u}\gg L_{n-1}^{s}$，才能有效充电；④本级饱和时的电感要远小于前一级饱和时的电感，即 $L_n^{s}\ll L_{n-1}^{s}$，才能获得有效的压缩增益；⑤最末级的饱和电感与负载电阻之比应远小于输出脉冲宽度，以获得快速上升时间的脉冲输出，即 $L_{末}^{s}/R_{Load}\ll t_{out}$；⑥各级磁开关必须在两个连续的脉冲之间进行复位。

6.6　电爆炸导体断路开关

采用金属丝或箔做成的电爆炸导体断路开关（FUS），是人们最早应用而迄今不衰的断路开关；因为电爆炸导体断路开关具有成本低，简单易造，断开时间短（约 50ns），传导时间可由导体材料、尺寸、周围介质控制，以及断流能力强等优点。

6.6.1　导体电爆炸现象及物理机理

导体的电爆炸现象是指当向导体通入足够大的电流（电流密度达 $10^5\sim10^9\mathrm{A/cm^2}$）时，通过大电流的欧姆加热效应使导体在极短的时间内完成固态－液态－气态至等离子体态的相间转变现象。在这个相间转变的过程

中，伴随有光、冲击波、电磁辐射和电阻值急剧增加的物理现象。电爆炸导体断路开关正是利用导体电爆炸过程中其电阻值急剧增加的特点而工作的。电爆炸导体的相变及对应的电流和电压如图 6－59 所示。

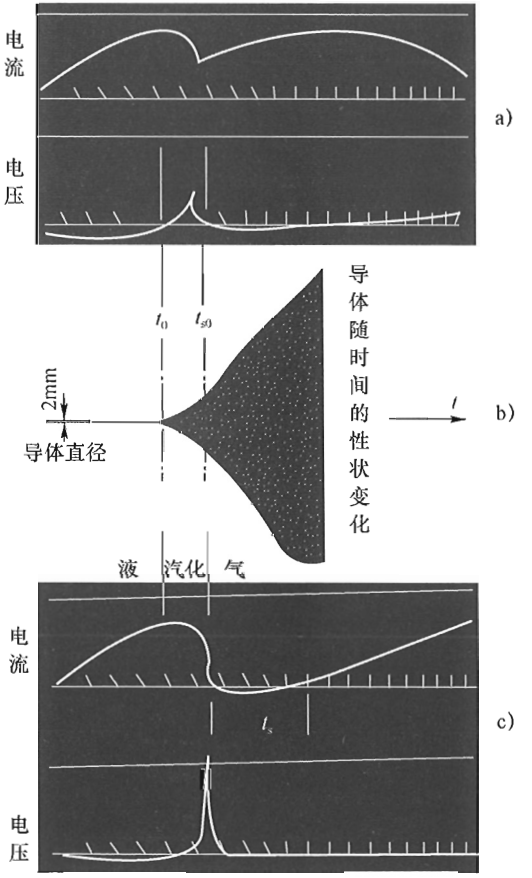


图 6－59　电爆炸导体的相变及对应的电流和电压

a）电爆炸导体过短致使不能截断流时的情形；b）电爆炸导体爆炸时的物态变化过程；c）电爆炸导体爆炸截流时的情况

电阻增长出现在汽化开始阶段，如图 6－59b 所示中的 $t_0 \sim t_{s0}$ 段，在这期间导体形成具有高压力的蒸气柱，其稠密的蒸气阻滞自由电子沿电场运动，出现高电阻值，切断电流，完成电爆炸断路任务。此外，图 6－59b 表征了电爆炸导体爆炸时的物态变化过程。

导体爆炸呈现高阻抗时，在它两端有电路赋予的高电压，容易沿导体表面发生击穿，这是因为导体蒸发之前的热发射作用于导体周围介质的缘故。这种机制的存在使爆炸导体截流往往不彻底。按理采用钨等高熔点金属导体（少热发射）会有一定的好处。由于箔存在边缘效应，容易产生电

晕诱发的沿面放电，因此采用圆截面的爆炸丝会有好的效果。导体长度对恢复导电有重要影响，导体过短将出现沿面放电而不能截流，如图 6－59a 所示。如果电压 U_L 并不能使接有爆炸导体的间隙击穿，则电流开始出现间歇。随着金属蒸气的扩展，通道中压力下降；当存留在电容器上的电压变得等于金属蒸气的击穿电压时，金属蒸气就发生电弧放电，如图 6－59b 所示。如果在电流中断时，回路电感上产生的电压超过击穿电压，导体电阻就被击穿放电所旁路掉。当放电回路和导体参数不变时，增加导体的长度则导致电流中断的时间增大；而当导体的长度减小时，则导体易被沿面放电电弧所旁路。当电流中断的持续时间等于零时，且保证电流完全中断的导体长度叫作临界长度 l_k。

当爆炸导体断路开关蒸气通道开始膨胀、其内压力降低和密度减小或形成等离子体时，此时气态导体可能恢复导电。通常将从截流开始直到恢复导电的这段时间 t_s 称为“暂停时间”，如图 6－59c 所示。暂停时间便是开关断路时间。导体材料、导体周围的介质、电流密度和持续时间乃至电极间距等，对恢复导电均有影响。

向导体输入能量的大小会影响导体是否爆炸或熔化。当向导体输入的能量大于等于导体汽化所需的能量时，导体将发生电爆炸；否则导体仅像普通保险丝那样熔化而不能彻底截断电流。能使导体爆炸的电流密度大约为 $10^7 A/cm^2$。对于铝材而言，导体电阻率变化和比能的关系如图 6－60 所示。

若将导体置于液体电介质中，能延缓蒸气物的膨胀，可增大导体的电阻率，并能提高沿面击穿的电场强度，以不致发生沿面放电。例如，导体在纯水中爆炸，它能承受的击穿电压要比在标准大气状态高 5～6 倍。导体在压缩气体、固体、浇注的或压缩的粉尘介质中爆炸时，要比在标准空气中爆炸有更好的电绝缘性能。

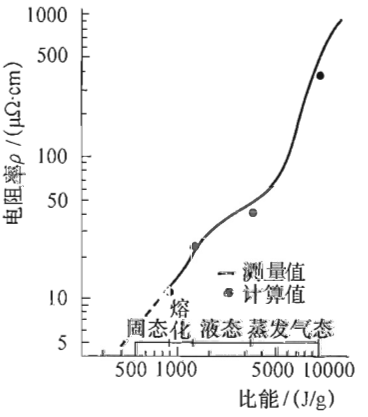


图 6－60　铝材电阻率与比能的关系

爆炸导体断路开关的转换效率在很大程度上受导体材料限制。若所用的材料电导率大，则导体的横截面可以缩小。能量损耗与导体体积和蒸发所需的比能（近似升华比能）的乘积成正比。因此，电导率高和升华热能低的导体，例如金、银、铜和铝等，都适于作爆炸导体断路开关。

爆炸导体断路开关能承受的最高电压取决于导体长度、导体材料和周围介质，此外还与导体内的电流密度 j 的平方有关。电流在导体内的传导时间近似地与电流密度的平方成反比。

电爆炸导体开关可以使用丝状或箔状；可以用直线状，也可以做成曲别针式的无感型；可以采用单根，也可同时并联多根组成一个开关。因此，电爆炸导体开关是最简单的断路开关。

导体电爆炸过程的机制很复杂，至今仍在研究。一般说来，导体爆炸机制可分为两类，即与焦耳热有关的热机制和磁流体动力学不稳定性机理。在输入能量速率足够高（对铜材为 $10^{12}\sim10^{13}\mathrm{W/kg}$）时，电爆炸导体问题可归结为用高密度电流绝热加热导体的动力学问题。电阻开始增长的爆炸时刻被一临界温度 T_k 所限定，即在 T_k 时电阻迅速增加。以电容器组 C 作电源为例，描述导体被绝热加热的动力学方程组应包括 R－L_0－C 回路方程。它们是：

$$\begin{cases} L_0\dfrac{\mathrm{d}^2I}{\mathrm{d}t^2}+\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(IR)+\dfrac{1}{C}I=0 \\ c_v m\dfrac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}=I^2R_{op} \\ R_{op}=R_0\left(1-\dfrac{T}{T_k}\right)^{-n} \end{cases} \tag{6-31}$$

式中 L_0——回路电感；

R——回路总电阻；

c_v，m——导体的热容和质量；

T——温度；

$n=\alpha T_k$ 是临界指数，其中 α 是常态电阻的温度系数；

R_{op}——导体爆炸过程中呈现的非线性电阻。

在方程（6－31）中忽略了由于趋肤效应引起的电阻变化。对方程(6－31)可作如下参量变换：$i=I/I_m$，$I_m=U_0C\omega$，$\omega=(L_0C)^{-1/2}$；$R_r=R_{op}/R_0$；$\theta=T/T_k$。其中 R_0 是导体的常态电阻，U_0 为电容 C 上的充电电压。这样一来，方程（6－31）可改写成对 $\tau=\omega t$ 微分的新方程组，再加上 $\tau=0$ 时 $\theta(0)=\theta_0$ 的初始条件，可解得相对电阻：

$$R_r=U^{-\frac{n}{n+1}} \tag{6-32}$$

其中，$U=(1+\theta_0)^{n+1}-\alpha\int_0^\tau i^2\mathrm{d}\tau$，而 $\theta_0=T_0/T_k$，$\alpha=I_m^2R(n+1)/(c_vmT_k\omega)$。把 $\int_0^\tau i^2\mathrm{d}\tau$ 称为“作用积分”，借助它可描述导体爆炸的某些特性。电容器组储能 $W_0=(CU_0^2)/2$，导体升华能量 $W_c=c_vmT_k$，当用 $\Pi_1=$

$R_{0p}C\omega$ 表示爆炸特性的相似判据时，则相似判据的组合为：

$$\alpha = 2(n+1)\frac{W_0}{W_c}\Pi_1 \tag{6-33}$$

式（6-32）是用平均热容量获得的，从中可见，电阻变化强烈地依赖 α。由于 $\int_0^{\tau} i^2 \mathrm{d}\tau \leqslant 1$，当 $\alpha < 1$ 时，式（6-32）第二项小于1，此时不能反映出所提及模型的爆炸特性，即只能产生慢爆炸；以 $\alpha = 1$ 的假设条件，可从式（6-33）得到能保证快爆炸的电源储能阈值：

$$W_{n0} = W_c/[2(n+1)\Pi_1] \tag{6-34}$$

这说明，对于 $W_0 > W_{n0}$ 的系统，式（6-31）所描述的加热动力学最后阶段能导致快爆炸。而对于 $W_0 < W_{n0}$，导体只能慢爆炸。

从输入能量到汽化的时间 t_{n0} 及其开始时刻的电流 I_{n0} 分别为：

$$\begin{cases} t_{n0} = \left[\dfrac{3}{2(n+1)\Pi_2}\right]^{\frac{1}{3}} \\ I_{n0} = \left[\dfrac{3I_m^3}{2(n+1)\Pi_2}\right]^{\frac{1}{3}} \end{cases} \tag{6-35}$$

其中，$\Pi_2 = \Pi_1 W_0/W_c$。由式（6-35）能确定回路参量和 n 值，如导体在1/4放电周期内爆炸时，Π_2 的最大值是0.9，此时 $I/I_m \approx 0.95$，$n = 10$。

输入到导体内的能量为：

$$W = \beta_1(10^{-6}\varepsilon)^{-0.5}W_0 \tag{6-36}$$

式中 $\varepsilon = U_0^2 C/(n^2 d^4 Z)$；

Z——回路阻抗；

β_1——与导体材料相关的常数。

爆炸导体两端的电压幅值 $U_{op} = [0.45U_0(\varepsilon \times 10^{-6})^{-0.2} \cdot v]\exp[-0.011(\varepsilon \times 10^{-6})^{-0.4} \cdot v]$。对应该电压的导体电流为：

$$I_{op} = 0.75U_0(\varepsilon \times 10^{-6})^{-0.3}/Z_0 \tag{6-37}$$

汽化波开始时的电阻为：

$$R_{n0} = (4/\pi)\rho_0 Z_0 \lambda \tag{6-38}$$

式中 ρ_0——汽化波开始运动时刻的电阻率，对于铜 $\rho_0 = 4.5 \times 10^{-4}\Omega \cdot \mathrm{mm}$。

汽化波以速度 v 经过导体半径的特征时间 $\tau = d/(2v)$，其中 d 是导体直径。可能通过导体的最大电流为：

$$I_m = 0.43U_0(\varepsilon \times 10^{-6})^{-0.25}/Z_0 \tag{6-39}$$

导体爆炸汽化阶段的电阻为：

$$R_n(t) = R_{n0}(1-S)^2 \tag{6-40}$$

其中，$S=(t-\tau_0)/\tau$。当导体在电路第一准峰值电流附近爆炸时，$\tau_0 \approx L_0/R_{n0}$；若 $L_0 \approx 0$ 或远离第一准峰值爆炸，$\tau_0 \approx R_{n0}C$。解两种简化情况下的电路微分方程，可得汽化阶段电流为：

$$i_n = I_{n0}\exp[-\varphi S/(1-S)] \tag{6-41}$$

其中，$\varphi=\tau/\tau_0$。由式（6-40）和式（6-41）可得汽化阶段导体两端间的电压：

$$U_n = I_{n0}R_{n0}(1-S)^{-2}\exp[-\varphi S/(1-S)] \tag{6-42}$$

显然汽化阶段功率 $P_n=i_nU_n$。对 U_n 和 P_n 表达式微分求极值，在 $\varphi=2$ 时有极大值，$\varphi=1$ 时有极小值。

根据以上分析，可定性地说明各种脉冲形状，例如电流衰减 e 倍的时间小于汽化波通过半径的时间（即 $\varphi>2$）时，电流和电压的衰减曲线为无峰值的指数波形状；反之，$\varphi<1$ 且汽化波速比较快时，在开始期间电流衰减是平坦的，随汽化接近导体中心时则很快地变陡，而峰值电压随 φ 的减小而快速增加。

6.6.2 电爆炸导体材料的选取

在利用导体电爆炸切断电流时，必须对电爆炸导体材料进行合理选择。首先，按金属的沸点 T_K 和电子逸出功来规定有用金属的范围。许多学者认为，如果金属的 T_K 足够高，则由于热发射使导体表面的爆炸发展为旁路放电并使电路不能被切断。实验表明，在额定条件下，钨、钼、钽和锆不能获得紧随电流中断而来的爆炸。为了使能量以高效率从原始储能器传输到电感储能器中，显然应该选取电阻率 ρ 小的材料。

为了使能量从电感储能器传输到负载上，必须将爆炸导体加热到温度 T_K 并使之蒸发。因为在爆炸导体加热和蒸发时要消耗能量，因而会降低整个系统的效率，所以希望使用热蒸发功率较小的材料。如果考虑到具有高电导率材料的电阻温度系数大约相等的情况，则电阻率和升华能量之积可以作为选择电爆炸导体材料的实用性依据。

表 6-8 所示为材料电阻率 ρ 和升华比热 w_c 之积为最小值的金属特性。

表 6-8 适用材料的有关参数

金属	$P/(10\Omega\cdot m)$	$\alpha/(10^4/g)$	$w_c/(10^{-9}J/m^3)$	$\rho w_c/(\Omega J/m^2)$
银（Ag）	0.166	40	27.6	457
金（Au）	0.24	40	19.5	470
铝（Al）	0.32	38	23	736
锌（Zn）	0.61	37	12.5	762

续表

金属	$P/(10\Omega\cdot m)$	$\alpha/(10^4/g)$	$w_e/(10^{-9}J/m^3)$	$\rho w_e/(\Omega J/m^2)$
铜（Cu）	0.178	42	47.5	845
锡（Sn）	1.13	45	10.2	1150
铅（Pb）	2.08	43	11.2	2330
铂（Pt）	1.10	38	58.5	2440

注：ρ——18℃时电阻率；α——在10～100℃范围内电阻平均温度系数。

由表6－8可见，最适用的材料有Ag、Au、Al、Zn和Cu，因为金比银价格贵并且特性较差，因此，金不适用，则仅剩下了四种金属。对这些金属应该进行实验检验。利用更复杂的方法，对它们进行比较后发现，上面四种材料除Zn外都具有较好的切断特性。

对Ag、Cu和Al导线的爆炸实验研究表明，银具有最好的切断特性，然后是铜和铝。在相同实验条件下，银和铜导体的切断电流幅度I_{max}大约相等，而铝导体的I_{max}约为铜的10/13。此外，具有铝导体长度间隙的绝缘强度比具有同长度间隙铜或银的绝缘强度要小。这表明在爆炸时铝导体的电阻很快地被电弧放电所旁路，因此，获得脉冲电压的幅度比铜和银导体爆炸时获得的小。

银导线与铜导线相比，当具有相同爆炸导体长度间隙的绝缘强度时，由于银的蒸发热最小，因此，银导体能保证获得幅度更高和脉宽更长的脉冲。但是，银远比铜昂贵；因此，本着实用的目的，应采用铜导体。

电爆炸导体开关的设计可采用薄片、圆柱或若干圆柱导体并联的形式，其具体结构尺寸的选择与设计见参考文献［22］。

6.7 等离子体融蚀断路开关

等离子体融蚀断路开关（PEOS）是以等离子体为开关介质的能预载大电流的高速断路开关，是一种极有前途的断路转换开关。有时简称为等离子体融蚀开关（PES）或等离子体断路开关（POS）。由于它的传导和断流时间都在10～100ns范围内，既可作闭合开关用，又可用在真空电感储能装置中作断路开关。PEOS是在20世纪70年代中后期开始发展的。起初，在一些高功率脉冲功率装置中，由于抑制预脉冲的需要，人们开始寻找能够在主脉冲到达之前彻底将负载与脉冲形成单元隔离开的技术。美国Sandia国立实验室C. W. Mendel等人最早于1977年发表了他们为“Proto I”脉冲功率装置设计的等离子体断路开关的实验结果，表明采用等离子体断路开关不但消除了预脉冲，而且还使功率脉冲的前沿变陡。K. D. Bergeron和

J. P. Van Devender 于 1978 年公布了他们在 PEOS 方面的工作成果。在此之后，将 PEOS 与电容储能及闭合开关配合以实现预脉冲抑制和脉冲陡化，与真空传输线、储能电感配合进行脉冲压缩，使电压和功率倍增等实验研究工作迅速开展起来。

PEOS 被广泛地用于普通电感向负载的能量转换和在强流电子加速器从传输线到二极管之间。由于这两种情况不同，必须分别论述。

6.7.1　对一般电感储能的断路转换机理

图 6－61 所示为等离子体融蚀开关的工作原理图[22]。在图 6－61a 中，将等离子体注入到阳极 A 和阴极 K 之间的换路区。因阴极之上开有一些孔，等离子体枪射出的等离子体通过开关板，以锥状传送至阳极，注入的等离子体密度在 $5\times10^{12}\sim5\times10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 范围，运动速度大约为 $7.5\times10^{6}\,\mathrm{cm/s}$。开关板面积约为 $100\sim1000\,\mathrm{cm}^{2}$。

开关断开过程包括以下四个阶段：①早期短路阶段，鞘无明显厚度，开关阻抗基本为零；②离子被加速直趋阳极，鞘扩展，需从等离子体抽取离子，同时在场的作用下电子轨迹弯曲；③表示在两电极之间出现电子流的磁截止，继续有离子流，鞘在继续扩张；④表示鞘的继续扩展导致等离子体的完全消失。

下面以图 6－61b 来说明开关动态换路过程。在注入的等离子体区间加有一定的电压，阴极附近形成等离子体鞘。在鞘内清除了电子，这样就形成以阴极为一侧面和以等离子体边缘为另一侧面的类平面二极管间隙。于是阴极就变成了由等离子体引起场发射的具有空间电荷限制的电子发射极。由注入等离子体供给的离子使负空间电荷减小，从而使得电流比静止鞘的 Child－Langmuir 电流大 1.86 倍。一维电流的离子流密度 j_i 和电子流密度 j_e 分别为：

$$j_i = 1.86\cdot\frac{4\varepsilon_0}{9}\cdot\left(\frac{2e}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot\frac{U^{\frac{3}{2}}}{D^2} \tag{6-43}$$

$$j_e = \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot j_i \tag{6-44}$$

式中　m_e——电子质量；

m_i——离子质量；

e——电子电量；

ε_0——真空的介电常数；

U——鞘上的电压；

D——鞘的厚度。

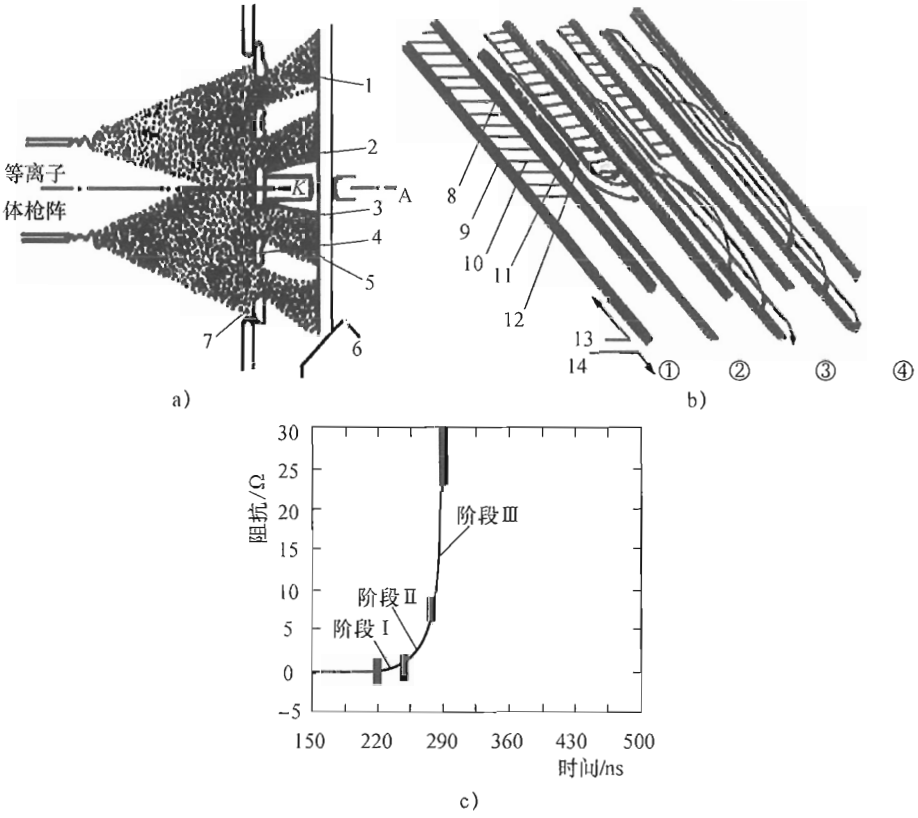


图 6－61　等离子体融蚀开关的工作原理

a）基本结构；b）换路过程说明；c）短路阻抗变化

1—等离子体Ⅰ；2—等离子体Ⅱ；3—阴极（k）；4—2#dI/dt 环；5—阳极板；6—在绝缘体堆上的1#dI/dt 环；7—开关板；8—阳极；9—阴极；10—等离子体；11—阴极等离子体鞘；12—鞘与等离子体间的边界（等效阳极）；13—连接至发生器；14—连接至负载

当电流增大时，等离子体枪送入间隙的离子通量不能保持整个等离子体界面的双极性，此时就要由等离子体的“融蚀”来提供额外通量，于是鞘便增厚。这种效应能引起开关有效电阻的增加，并且当在开关电路内存在串联电感时，还将使鞘的电压增大，进而增大电流，使开关区内的电子轨迹因受自磁场作用而变得弯曲。当流过间隙的电子流超过引起磁绝缘的临界电流值时开关就发生断路。电子流被磁绝缘截止之后，离子流尚继续存在，因为截止离子流动所需的磁场要比截止电子流动所需的磁场大 $(m_i/m_e)^{1/2}$ 倍。但是，离子流密度低，并且鞘在继续扩展，导致等离子体完全消蚀。

等离子体融蚀开关断路工作分三个阶段：第Ⅰ是传导阶段；第Ⅱ是增

加鞘厚度和形成双极性二极管阶段；第Ⅲ是磁绝缘阶段。图6－61c所示为在聚爆等离子体试验中所使用的等离子体融蚀开关的阻抗变化阶段图。

这种等离子体融蚀开关在不到50ns时间内，能使阻抗增大到几十欧姆，最大断流能力在兆安级，开关两端电压达1.8MV。它具有很大的应用潜力，这种新的开关正在迅速地发展。尽管它运行时所需的辅助设备复杂且成本高，但在一般电感储能器转换能量时也备受青睐。

6.7.2　对强流加速器的转换机理

图6－62所示为美国海军实验室（NRL）的Gamble I脉冲功率装置中脉冲输出线至电子束二极管部分的简要结构。B. V. Weber等人在脉冲输出线末端与电子束二极管之间加接了一段同轴真空电感器，并用碳等离子体枪（Carbon Plasma Gun）将密度在$10^{12}\sim10^{14}\,cm^{-3}$范围的碳等离子体在接近二极管一端注入到真空电感器阴阳极之间的一定区域，构成等离子体断路开关。曾正中曾利用该图来说明等离子体融蚀开关的原理和工作过程。在主脉冲到达之前，由于等离子体的电阻很小，因此二极管被等离子体完全旁路，消除了预脉冲的危害；而主脉冲到达后，真空电感经由等离子体而被充电，当充电电流达到一定数值时，开关迅速断路，产生兆伏级脉冲高电压驱动电子束二极管，把真空电感储能释放到二极管负载中。

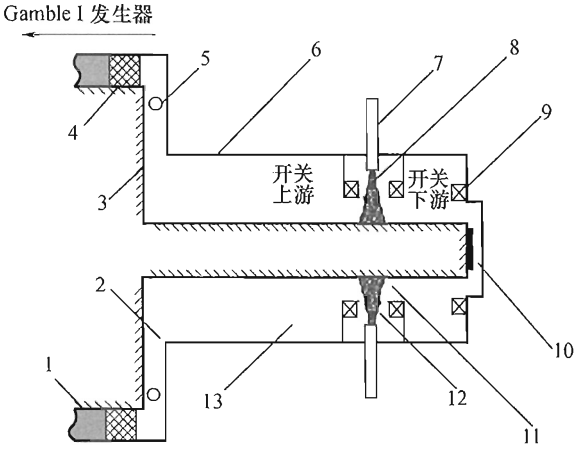


图6－62　PEOS在Gamble装置上的位置和功能

1—液体介质；2—真空；3—内导体（阴极）；4—固体绝缘子；5—上游电流I_g监测线圈；6—外导体（阴极）；7—等离子体枪；8—开关等离子体；9—下游电流I_L监测线圈；10—电子束二极管；11—开关工作区；12—阳极栅网；13—真空储能电感

等离子体融蚀开关的工作过程与其他断路开关一样，可以大致划分为

两个主要阶段，即传导阶段和断路阶段。在传导阶段，等离子体融蚀开关通过等离子体把负载与系统的其他部分完全隔离开；需要的传导时间与具体应用场合有关。如果等离子体融蚀开关是在电容储能型装置中用以抑制预脉冲的，传导时间可设计得较短（<100ns）；而对于一般电感储能型系统，传导时间则应与电感储能所需的时间相当，通常为数百纳秒或更长。在断路阶段，它把电流迅速从开关支路切换到负载支路，开关工作过程的任何描述都必须解释这一基本行为。

等离子体融蚀断路开关（PEOS）是以等离子体为开关介质、能预载大电流的高速断路开关。在脉冲强流粒子束加速器中，常把 PEOS 应用于二极管磁绝缘传输线（MITL）的部分，可以起到降低乃至消除预脉冲电压、压缩脉冲宽度以及获得电压和功率增益的作用。Marx 发生器点火前在 MITL 中由等离子体枪向阴极杆注入等离子体，在 Marx 给传输线充电期间以及主开关击穿后再给 MITL 充电的一段时间内，PEOS 的等离子体应将负载短路，能有效地将负载和发生器隔离，因而在负载上不会有预脉冲出现。当 MITL 充电到一定值时，PEOS 迅速断开，使负载获得较高的脉冲电压和电流。PEOS 的运行过程可以分为四个阶段。

1. 传导阶段

如图 6－63a 所示，即在 MITL 充电时，在等离子体中形成一个厚度不断增加的空间电荷鞘，它迅速地向阴极移动，等离子体的离子流向阴极，而阴极发射出电子并穿过此鞘层，于是形成一个双极性的流朗缪－齐尔得（Langmuir-Child）二极管；只要等离子体提供足够多的离子，就能维持这个双极性流。此时开关阻抗很小，约 0.01Ω，这就相当于在负载上游将 MITL 的内外导体短路，使充电电压加不到负载 R_L 上，有效地消除了预脉冲电压的作用。

2. 融蚀阶段

如图 6－63b 所示，即当 MITL 的充电电流足够大，离子流不足以维持鞘层的双极性流时，额外的离子流就要从等离子体中被抽出来，即通过融蚀等离子体来提供离子，于是鞘的厚度变大，而开关阻抗 Z_S 由双极性流 I_S 决定，即：

$$Z_S = U/I_S = (1.86kU^{1/2})^{-1} \tag{6-45}$$

式中 U——充电电压；

k——A 和 D^{-2} 的线性函数。

$$k = k(A,\ D^{-2})$$

式中 A——等离子体截面积；

D——鞘层厚度，$Z_S \propto D^2$，随着 D 的增大，开关阻抗很快增大。

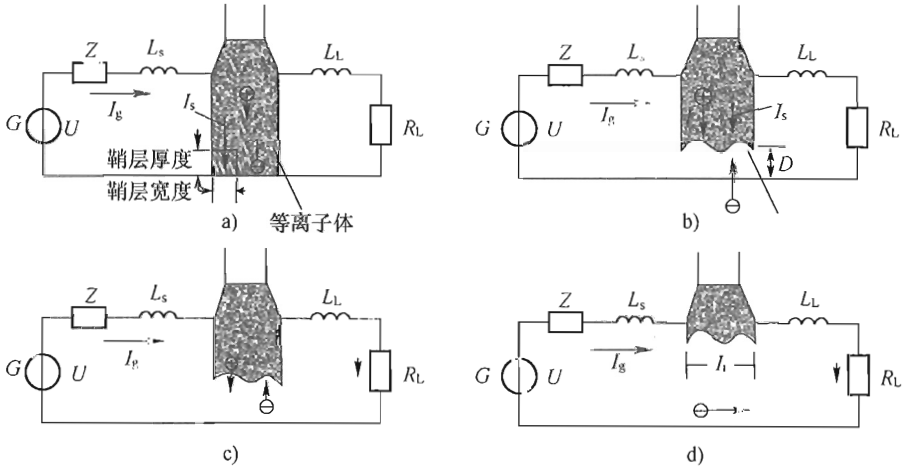


图 6－63　PEOS 运行的四个阶段

a）传导阶段；b）融蚀阶段；c）加强融蚀阶段；d）磁绝缘阶段

3. 加强融蚀阶段

如图 6－63c 所示，当电流继续增大时，由于自磁场的作用，使电子弯向负载，电子差不多走过了开关等离子体轴向长度的距离，离子走过的距离仍为鞘层厚度 D。此时离子流 I_i 与电子流 I_e 之比为：

$$I_i/I_e = (2Zm_e/M_i)^{1/2}(\gamma+1)^{1/2}l_i/D \tag{6-46}$$

式中　Z——离子电荷数；

m_e，M_i——电子和离子质量；

γ——电子的相对论因子。

由于等离子体长度 $l_i \gg D$，增大了对离子流的需求；于是融蚀速度加快，开关迅速断开。

4. 磁绝缘阶段

如图 6－63d 所示，当电流超过开关间隙的磁绝缘限制电流时，电子不再流经等离子体，而流向负载，使开关处于断路状态。此时负载上的电压为：

$$U_H = U_t - L_s \mathrm{d}I/\mathrm{d}t \tag{6-47}$$

式中　U_t——MILT 上的电压；

L_s——开关上游总电感，因为断开时 $\mathrm{d}I/\mathrm{d}t < 0$，故可获得电压增益。

在相对论电子束二极管中，由于预脉冲电压的存在，在二极管阴阳极间隙过早地产生等离子体，会使二极管阻抗发生变化，这不仅增加了电子发射的不稳定性，而且限制了阴阳极之间的距离，势必影响电子束焦斑的质量。如前所述，PEOS 可以减少甚至消除预脉冲电压，从而能获得较小的焦斑。正是由于对预脉冲的抑制、将电压增益和功率放大，才使得二极管效能提高。

6.8 机械式断流器

机械式断流器由绝缘介质或真空中的两个分开的电极触头组成。其绝缘介质可以是液相或气相的电介质。当两电极互相接触时，开关处于闭合状态，这时的接触电阻仅在 10～35μΩ 范围，故而导电产生的损耗较小。当机械地分开触点时，可将电流断开。不过在大多数情况下，仅使用机械运动方式并不能产生彻底断路；而在需分离触点期间，借外因产生电流过零的“抵消脉冲”方法来灭掉已形成的电弧。如果零电流时间足够长，足以使等离子体抵消电离，则电极间隙便能出现隔离的断路状态。在真空情况下，电弧是由电极金属蒸气电离产生的，恢复时间在 3～15μs 范围。

6.8.1 真空断流器

图 6－64 所示为一个标准（即 Genric）真空断流器[22]。电极重复运动时，脉冲的重复率限于 50Hz，每次接通和断开都是以机械运动完成的。

欲达到更高的重复率，应采用触发式真空断流器。它在储能电感充电期间和第一个脉冲输出期间的运行是与标准真空断流器一样的，只是在机械地断开之后再接通时应借助引燃火花的电离作用，而不用机械地闭合触点；这种开关电弧电压在 25～50V 范围，这比电极触点接触的压降要大，但比其他断流器传导时的电压要小。早已用触发式断流器并采用抵消脉冲技术，在峰值电压 8.6kV 时，做到以 5Hz 的重复率和短脉冲方式断开 8.6kA 的电流。重复率和断流能力现在已有很大的提高。

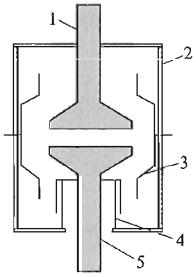


图 6－64 Genric 真空断流器

1—固定电极；2—陶瓷外壳；3—屏蔽；4—波纹管；5—可动电极

6.8.2 波纹式断流器

波纹式断流器的结构如图 6－65a 所示[22]。图 6－65b 给出了其局部详细结构，它使用外部控制线圈的电流对薄壁（约 0.6 mm）波纹管施加一电磁压力。

因波纹管内有绝缘油，限制波纹管外壁仅能移动约 1mm 左右，但能把压力传到构成开关的全部波纹，电流经接触圆从一个波纹传导到另一个波纹。每个波纹接触圆均压缩约 1mm，并以高速度在接触点间压迫绝缘油。

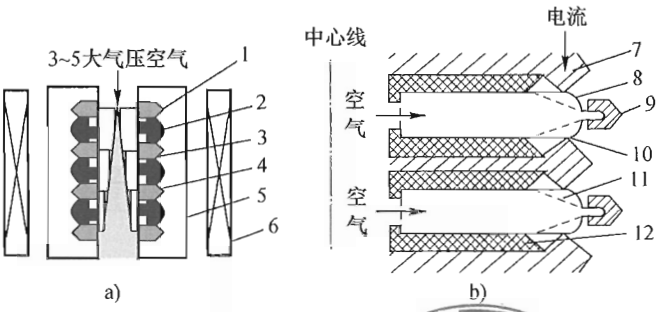


图6-65 波纹管断流器

a）基本结构；b）局部详细结构

1—波纹管；2—黄铜；3—电极触点；4—油；5—薄壁波纹圆管；6—控制线圈；7—黄铜；8—波纹管；9—钢防护器；10—镀银接触顶；11—压后的波纹管的位置；12—绝缘体

由于机械运动不大于1mm，所以开关具有很快的动作时间。因有 N 个波纹，故电弧被细分成 N 路。波纹管内充有0.3～0.5MPa压力的空气，以便提供良好的接触压力。波纹管的“维持断开”时间，是由控制线圈产生的磁场透过波纹管子的扩散时间来限制，“维持断开”时间通常小于1ms。要想延长断开时间，应采取某种锁定机构。在使用电介质方面，也可用气体（如 SF_6）代替变压器油。

三个波纹管串联起来，能达到50kA、40kV和（50±5）μs断开时间的断路水平。改变波纹管直径和波纹数 N 能提高断开电流和电压的等级。这种开关在两次大修之间可工作1000次以上。

第7章　电磁动能武器电源放电电流及试验电压测量

在电磁动能武器电源向负载放电的过程中，通常需要对放电产生的脉冲大电流和脉冲高电压进行测量。相对于普通的高压试验测量技术（直流、交流高压大电流测量），脉冲高电压、大电流的测量技术有其自身的特点。在脉冲大电流试验中，放电回路中的被测电流和电压为随时间快速变化的量，脉冲的上升和下降时间通常在纳秒或微秒量级。为此，测量系统的响应需满足被测脉冲电流和脉冲电压快速上升和快速下降的基本要求。由于被测电压电流的快速变化，电路中的杂散电容、电感分量对测量系统的影响将变得非常突出。测量系统中的连接线、传输线及测量元器件都有可能产生集肤效应，因此集肤效应的影响在快脉冲测量中是不容忽视的。再有放电过程中还会产生电磁干扰现象，这也会对测量系统产生影响。此外，被测脉冲电流和电压的幅值非常大，通常可达数十千安、数十千伏、甚至更高，而现代数字化高速示波器的峰－峰值一般小于100V，这就需要通过变换装置将被测大电流、高电压变换为可测量的小电流、低电压信号。

脉冲电流的测量包括峰值和波形的测定。按现行试验标准，对于认可的测量系统的要求是：测量峰值的总不确定度处于±3%范围内，时间测量参数的总不确定度处于±10%范围内，应能检出叠加在脉冲电流波形上的振荡。对于标准测量系统的要求是：测量峰值的总不确定度处于±1%范围内，对于时间测量参数应处于±5%范围内[1]。

7.1　电磁动能武器电源放电电流的测量

电磁动能武器电源向负载放电时会产生脉冲大电流。脉冲大电流的测量方法按照测量原理大体可分为直接测量和间接测量。直接测量的方法主要指分流器法，即利用被测电流流过阻值已知的无感小电阻，并通过测量该电阻上的电压降来测量被测电流的大小。间接测量的方法主要有罗果夫

斯基线圈法（Rogowski Coil）和磁光效应法等。

7.1.1 分流器法

脉冲大电流的测量常使用分流器法。分流器法测量脉冲大电流实质上是测量脉冲大电流流过分流器时产生的电压降来测量脉冲大电流的。分流器的阻值一般为 0.1～10mΩ，可测量的脉冲电流范围为几千安至几十千安之间。分流器法测量脉冲大电流的原理如图 7－1 所示。

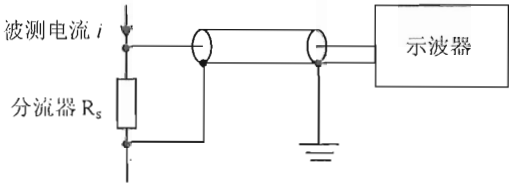


图 7－1　分流器法测量脉冲大电流的原理

示波器测得的是脉冲电流流过分流器时所产生的压降 $u(t)$，即：

$$u(t) = R_s i(t) \tag{7-1}$$

当分流器为纯电阻且阻值恒定时，所测得电压波形 $u(t)$ 即可反映被测脉冲电流 $i(t)$ 的波形，脉冲电流的瞬时值等于所测得的电压瞬时值除以分流器的电阻。但实际上当用分流器来测量脉冲大电流时，由于电流的流过会在分流器周围产生变化的电磁场。电场的存在意味着分流器上存在电容，但是其容抗与电阻相比要大很多，特别是当频率低于 100MHz 时，电容的影响可以忽略。磁场的存在意味着分流器上存在电感，考虑分流器自身的电阻通常很小，且被测电流快速变化时，电感的影响将较为显著。因此，应将分流器等效为电阻和电感串联的形式，如图 7－2a 所示。分流器上的电压降为电阻上的压降 $u_R(t) = R_s i(t)$ 和电感上的压降 $u_L(t) = L_s \mathrm{d}i(t)/\mathrm{d}t$ 之和，具体电流和压降的波形如图 7－2b 所示。电流变化越快则电感上的压降越大，且电感上的压降有可能比电阻上的压降大很多倍。一个有电感的分流器的阶跃相应在开始处会出现明显的上冲。这种分流器既不能用来确定幅值也不能用来确定波形。因此设计和制作分流器时，首要的任务是尽可能减小分流器的残余电感。

为了尽可能减小幅值误差和波形畸变，不仅希望分流器尽可能接近于一个纯电阻，还希望其阻值为一个常数。但快速变化的电流流经分流器时，由于集肤效应会使阻值发生变化，同时大电流流过分流器时由于热效应也会使阻值发生变化。在选择分流器的材料和设计其结构时，应考虑减小集肤效应和热效应。

快速变化的大电流流过分流器时会在其周围产生快速变化的强电磁

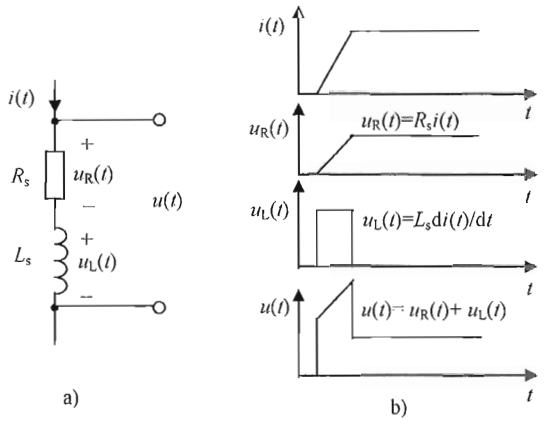


图 7－2　带有电感的分流器等效电路模型及电流、电压降波形

a）分流器等效电路模型；b）分流器上的电流、电压波形

场，测量回路哪怕受到稍许干扰均足以造成严重误差。为此，除了采用同轴屏蔽电缆来连接分流器和示波器外，在分流器结构方面，尤其是电压引线和电缆的连接上要防止周围的干扰。大电流流过分流器时，还应考虑大电流产生的电动力学效应，以防止分流器被电磁力破坏的可能。

分流器大致有三种形式：双股对折式、同轴管式和盘式。双股对折式又包括带状对折结构的分流器和辫状对折结构的分流器，其具体结构分别如图 7－3 和图 7－4 所示。

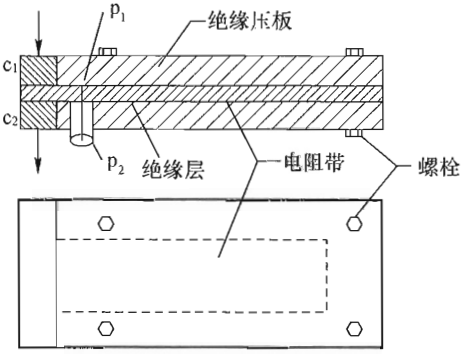


图 7－3　带状对折式分流器

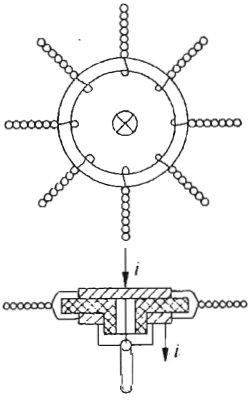


图 7－4　辫状对折式分流器

带状对折结构的分流器实际上是由带状电阻薄片（通常由镍铬材料或其他电阻材料制成）对折而成。电流端子 c_1 和 c_2 用于将分流器接入放电回路，电压端子 p_1 和 p_2 用于将分流器上的电压降引出以送至示波器。当对折的带状电阻薄片之间的距离很小时，则其电感将很小，但是当用其测

量脉冲大电流时，对折的带状电阻薄片会受到很大电磁力的作用，因此对折的带状电阻薄片需用绝缘压板进行加固。带状对折的电阻薄片之间需用绝缘层绝缘。辫状对折结构的分流器采用电阻丝对折绞制的方法制作而成，且通常由多组对折绞制的电阻丝并联起来共同用于承担被测的脉冲大电流。在对折式分流器中，为防止被测电流对测量回路的影响，电压引出线与分流器本体相互垂直，电压引线与同轴电缆连接，可利用高频插座来屏蔽外界影响。

对折式分流器仍存在一些残余电感。为进一步减小电感，可采用同轴管式分流器。同轴管式分流器的结构如图 7－5 所示，其主要由两个同轴管状圆筒（内筒和外筒）、电流端子 c_1 和 c_2、电压端子 p_1 和 p_2 等构成。被测电流沿中心接线柱 1 和内筒流入、由外筒和电流端子 c_2 流回。分流器两端的电压降由电压端子 p_1 和 p_2 两端引出至示波器。流过内筒和外筒的电流大小相等、方向相反，内筒和外筒之间的间隙很小，在内筒和外筒之间不存在磁场，因此这种同轴管式分流器的残余电感很小，一般可以略去不计。

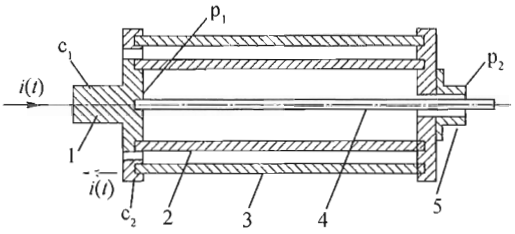


图 7－5　同轴管式分流器的结构

1—中心接线柱；2—内筒；3—外筒；4—中央电位引线；5—同轴高频插座；c_1—电流流入端子；c_2—电流流出端子；p_1，p_2—电压输出端子

盘式分流器的结构如图 7－6 所示。其残余电感极小，阶跃响应时间可做到小于等于 1ns。

在设计分流器时，需考虑以下三个方面的主要因素：①分流器应尽可能近似为一纯电阻，残余电感应尽可能小，且在尽可能宽的频带内，其有效阻抗保持恒定；②分流器的屏蔽好，不受外界干扰，尤其除分流器本体外，电流回路各部分对分流器电压引线的感应作用应尽可能小；③要使测量电缆外皮在分流器附近接地而不致在分流器的电压回路内感应出电压，必须尽可能减小流经电缆外皮的电流。

从上述这三个方面考虑，同轴管式分流器性能较优越。下面结合图 7－7对尽可能减小流经电缆外皮中的电流做一解释，图中 L_e 和 C_e 分别为连线固有的电感和对地寄生电容，S 为对折式分流器，O 为负载或试品，G

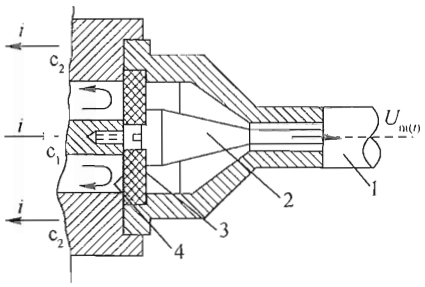


图 7－6　盘式分流器

1—电缆；2—同轴锥形套；3—绝缘压块；
4—薄电阻盘；c_1，c_2—电流端子

为间隙开关，CRO 为示波器，DL 为同轴电缆。在脉冲大电流试验回路中，连线是有电感的，储能电容器对负载放电时连线上会产生一定压降，有时此压降可能还不小，如连线电感按每米 1μH 计，放电电流的变化速率为 5×10^{10}A/s，则在 1m 连线上的电压降可达 50kV。如 g 点接地，设 d 点距 g 点的距离为 10cm，则 g 点和 d 点之间的连线上可能会出现 5kV 的电位，因此可能有地电流从 d 点经电压引线，电缆外皮到电缆末端，从末端接地点入地，经接地系统回到 g 点。

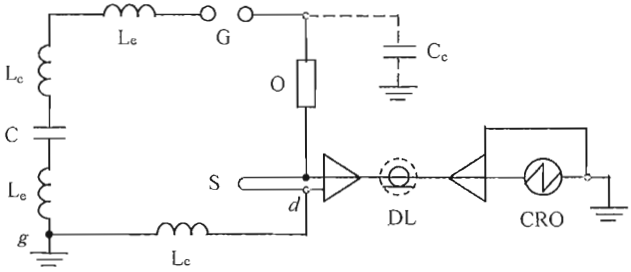


图 7－7　脉冲大电流产生回路

在图 7－7 中，放电时杂散电容将突然充电，L_e 和 C_e 将构成高频振荡回路，所以地电流是高频振荡性质的，此高频振荡电流经过分流器的一根电压引线时，将在电压回路内感应出一个高频振荡电压，从而使被测电流波形上出现叠加的高频分量。如使 d 点接地而电缆末端不再接地，显然可减小地电流的感应作用。因此高频分量的大小与接地点的位置有关，双股对折式分流器的接地点位置受一定限制。同轴管式分流器虽然同样会有地电流经过电缆外皮，但由于它的对称结构，地电流围绕同轴电压回路的轴对称分布不会在电压回路中感应出电压，在选择接地位置时不受该因素限制。

在决定分流器尺寸（如长度 l，截面积 A）时，不仅要考虑阻值，还要考虑温升。储能电容器脉冲放电很快，可被作为绝热过程来考虑，全部能量转化为温升。一般从绝缘材料着眼，设计分流器时允许的最高温升为150℃。如分流器电阻材料的体积电阻率为 ρ，比热容为 c，密度为 d，则分流器消耗的电能为：

$$W = clAd \times 150 \tag{7-2}$$

而分流器的电阻为：

$$R = \rho l / A \tag{7-3}$$

在已知分流器消耗能量和电阻的情况下，依据式（7-2）和式（7-3）可求得分流器所需电阻的长度和截面积。分流器在测量脉冲大电流时，将承受很大的作用力。带状分流器需用绝缘板夹紧。同轴管状分流器的外筒应有足够的厚度，内筒太薄应用绝缘管作支撑。

分流器测量回路的阻抗匹配关系如图7-8所示。

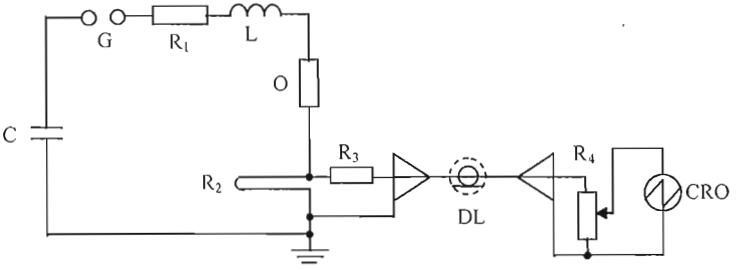


图7-8 分流器测量回路的阻抗匹配关系

测量性能要求高时，电缆的两端均要求有相应的匹配电阻，即 $R_2 + R_3 = Z$ 或 $R_3 \approx Z$ 以及 $R_4 = Z$。当放电回路内的电流为 i 时，i 几乎全流经分流器 R_2，不必考虑 R_3 及电缆的分流。出现在示波器上的电压 u_2 为：

$$u_2 = iR_2[R_4/(R_3 + R_4)](1/n) \approx R_2 i/(2n) \tag{7-4}$$

式中 n——电缆末端匹配电阻的分压比。

记 $S = u_2/i$，则式（7-4）可改写为 $S \approx R_2/(2n)$。

示波器上测得的电压幅值 u_{2m} 除以 S，即可求得脉冲电流的幅值 I_m。u_2 的波形与 i 的波形相同。如果对测量性能的要求不高，则可以仅在同轴电缆的始端或末端进行阻抗匹配。在末端进行阻抗匹配且测量电缆较长时，应计及电缆芯电阻压降的影响。

7.1.2 Rogowski 线圈法

用分流器测量脉冲大电流时，被测电流将在分流器内产生热效应和力学效应。如被测电流达几百千安，分流器的制造会有一定困难。在这种情

况下，常采用罗果夫斯基线圈（Rogowski Coil）来测量脉冲大电流，其结构和测量原理如图 7－9 所示。

罗果夫斯基线圈主要由骨架、测量线圈以及取样电阻构成。骨架的主要功能在于支撑测量线圈，即测量线圈是均匀密实地绕制在骨架上的。对于测量线圈来说，由于测量线圈与取样电阻本身构成了一回路，所以为了减小该回路对测量结果的影响，通常测量线圈还应具有回绕结构，如图 7－9 中的虚线所示。

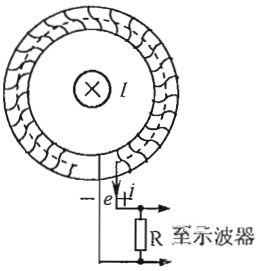


图 7－9　电流测量线圈结构及测量原理

罗果夫斯基线圈是利用被测电流产生的磁场在线圈内感应的电压来测量电流的，其实际上属于电流互感器，一次侧为单根载流导线，二次侧为罗果夫斯基线圈。考虑到被测电流的等效频率很高，所以罗果夫斯基线圈通常采用空芯结构，这可避免使用铁芯时所带来的损耗及非线性效应。不过现在也已发展采用带铁氧体磁芯的罗果夫斯基线圈[56]，国外的产品之一为 Pearson 线圈。此外，在测量平板上分布的脉冲电流时，可采用非环形的直线式罗果夫斯基线圈。

除了在电工、电力行业用它来测量冲击大电流外，它还常用于电磁动能武器电源对负载放电过程中脉冲大电流的测量，此外还在原子物理、加速器、激光等大功率脉冲装置中用它来测量微秒甚至纳秒级的脉冲等离子电流和电子束电流等。

利用罗果夫斯基线圈测脉冲大电流的优点在于：一是测量回路与被测大电流回路之间没有直接的电的联系，可避免或减小接地点地电位瞬间升高所引起的干扰；二是罗果夫斯基线圈结构简单，本身不存在电力和热力的稳定问题，即使测量数百千安以上的脉冲大电流，其性能仍很稳定；三是其适合测量数值大、变化快的脉冲大电流，脉冲上升时间可在纳秒、微秒至毫秒范围内。缺点在于其自身的测量精度不高。

1. 测量原理及工作方式

当用罗果夫斯基线圈测量脉冲大电流 I 时，只需将其套在被测载流导体上即可。当放电回路中有脉冲大电流 I 流过时，将在放电回路周围产生磁场，该脉冲磁场产生的磁通穿过罗果夫斯基线圈时将在其两端产生感应电动势 e。当罗果夫斯基线圈两端经取样电阻 R 相连时，就会有电流 i 流过取样电阻，并在取样电阻上产生电压降 u。在已知取样电阻的情况下，根据该电压信号就能够反映出被测得脉冲大电流。

由此可见，罗果夫斯基线圈测量脉冲大电流的基本原理是基于电磁感

应定律。下面，对罗果夫斯基线圈的测量原理进行定量分析。为了便于对测量原理进行定量分析，可将图7－9等效为图7－10所示的电路（这里忽略了分布电容 C_0 的影响），e 为罗果夫斯基线圈两端产生的感应电动势，R_L 为罗果夫斯基线圈的电阻，L 为罗果夫斯基线圈的电感，R 为取样电阻。

根据图7－10所示的等效电路，可以写出该回路的电压方程，即：

$$e = L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + (R_L + R)i \qquad (7-5)$$

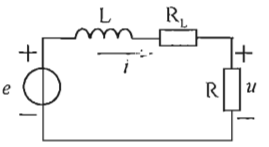


图7－10　电流测量线圈回路的等效电路

对于罗果夫斯基线圈两端的感应电动势，根据法拉第电磁感应定律可以写出，即：

$$e = -\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} \qquad (7-6)$$

式中　φ——被测脉冲大电流在罗果夫斯基线圈中产生的磁通。

如果罗果夫斯基线圈的匝数为 n，穿过每匝线圈的磁通为 φ，则式（7－6）可改写成：

$$e = -n\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} \qquad (7-7)$$

假设罗果夫斯基线圈的截面面积为 S，穿过罗果夫斯基线圈的磁通密度为 B，则穿过每匝线圈的磁通为：

$$\varphi = BS \qquad (7-8)$$

磁通密度 B 与磁场强度 H 的关系为：

$$B = \mu_r\mu_0 H \qquad (7-9)$$

式中　μ_0——真空的磁导率；

μ_r——相对磁导率。

根据安培环路定律，可以写出被测脉冲电流与磁场强度的关系。如果在罗果夫斯基线圈内部取一圆形闭合积分回路，并令磁场强度沿该回路积分，则积分结果为该回路所包围的电流的代数和。如果所取的圆形积分回路的半径为 r，则磁场强度和被测冲击电流的关系可表示为：

$$H = \frac{I}{2\pi r} \qquad (7-10)$$

从而有 $B = \mu_r\mu_0 I/(2\pi r)$，$\varphi = \mu_r\mu_0 SI/(2\pi r)$。

$$e = -\frac{\mu_r\mu_0 nS}{2\pi r}\cdot\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} \qquad (7-11)$$

将式（7－5）和式（7－11）联立求解，即可得出被测脉冲电流与测量线圈回路中的电流的关系，即：

$$e = -\frac{\mu_r\mu_0 nS}{2\pi r}\cdot\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + (R_L + R)i \qquad (7-12)$$

从式（7－11）可以看出，罗果夫斯基线圈与被测载流导体之间的互感 $M=\mu_r\mu_0 nS/(2\pi r)$。

（1）自积分工作方式。如果测量回路中罗果夫斯基线圈的电阻和取样电阻之和（即 R_L+R）很小或被测脉冲电流随时间的变化率很大，即满足：

$$(R_L+R)i \ll L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} \text{ 或 } \omega L \gg R_L+R \tag{7-13}$$

则可以将式（7－12）中的 $(R_L+R)i$ 项忽略，从而式（7－12）可修改为：

$$e=-\frac{\mu_r\mu_0 nS}{2\pi r}\cdot\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}=L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} \tag{7-14}$$

如果将罗果夫斯基线圈电感的表达式 $L=\mu_r\mu_0 n^2 S/(2\pi r)$ 代入式（7－14），则可得到被测脉冲电流与测量回路中电流的关系，即：

$$I=ni \tag{7-15}$$

从式（7－15）可以看出，在计算被测脉冲大电流时，不需要对测量回路中的电流进行积分。这也即意味着这种工作方式具有自积分的性质。因此，通常将罗果夫斯基线圈的这种工作方式称之为自积分工作方式。式（7－13）即为自积分工作时需满足的条件。

（2）外积分工作方式。如果测量回路中罗果夫斯基线圈的电阻和取样电阻之和（即 R_L+R）很大或被测脉冲电流随时间的变化率很小，即满足：

$$(R_L+R)i \gg L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} \text{ 或 } \omega L \ll R_L+R \tag{7-16}$$

则可以将式（7－12）中的 $L(\mathrm{d}i/\mathrm{d}t)$ 项忽略，从而式（7－12）可修改为：

$$e=-\frac{\mu_r\mu_0 nS}{2\pi r}\cdot\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}=(R_L+R)i \tag{7-17}$$

从式（7－17）可知，如果要想求出被测脉冲电流 I 与测量回路中的电流 i 之间的关系，需对式（7－17）进行积分处理。因此，在这种情况下，需要外加积分电路。满足这种条件的工作方式称之为外积分工作方式。式（7－16）即为外积分工作时需满足的条件。

外积分的工作模式也称为微分工作模式。外积分通常可采用有源积分和无源积分两种积分电路。无源积分电路通常为简单的 R－C 电路，如图 7－11 所示，其实际上是

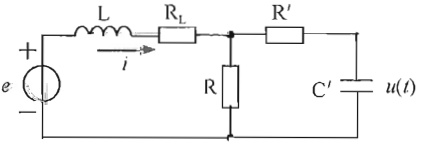


图 7－11　外加 R－C 无源积分电路

在测量回路的输出端外接积分电阻 R′和电容 C′构成，至示波器的信号由电容 C′两端引出。

在研究外加 R－C 无源积分电路的频率响应时，还需考虑罗果夫斯基线圈自身的分布电容 C_0 的影响，该分布电容在等效电路中可用并联于取样电阻 R 两端的电容 C_0 表示。当采用无源积分电路时，需要使信号周期远小于积分电路的时间常数 $\tau = R'C'$。R－C 无源积分电路的下限频率和上限频率分别为：

$$f_L = 1/(2\pi R'C') \tag{7-18}$$

$$f_H = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_0}}\sqrt{\frac{R_L + R}{R}} \tag{7-19}$$

其工作频带满足：

$$BW = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_0}}\sqrt{\frac{R_L + R}{R}} - \frac{1}{2\pi R'C'} \tag{7-20}$$

外加有源积分电路的罗果夫斯基线圈测量电路如图 7－12 所示，$u(t)$ 为积分输出电压，R_1 和 C_1 为积分电阻和积分电容，C_2 为耦合电容，R_Z 为与电缆特征阻抗相匹配的匹配电阻，R_p 为平衡电阻，R_{F1}、R_{F2} 和 R_{F3} 构成了反馈电阻。

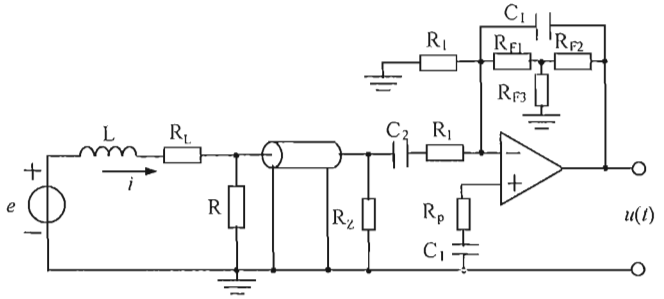


图 7－12　外加有源积分电路

外加的有源积分电路有时又称为电子积分电路。经有源积分电路还原处理，被测脉冲电流与输出电压的关系可表示为：

$$I(t) = \tau_{INT}(R_L + R)u(t)/(MR) \tag{7-21}$$

式中　τ_{INT}——外加有源积分电路的时间常数；

M——罗果夫斯基线圈与被测载流导体之间的互感。

有源积分器的积分时间常数比 R－C 积分器的积分时间常数增加了 k（k 为运放开环放大倍数）倍，误差相对于 R－C 无源积分器减小到 $1/k$，而输入电压相对扩大了 $k+1$ 倍。这就解决了准确度和输出幅值的矛盾，同时也增加了测量带宽，这体现了有源积分的优势。为了防止有源积分器输

出饱和，在积分电容上并联反馈电阻。

2. 罗果夫斯基线圈的屏蔽

罗果夫斯基线圈是通过电磁感应原理来测量脉冲大电流的，测量过程中其处在的快速变换的电磁场中，因此必须考虑快速变化的电磁场以及其他杂散电磁场对测量回路产生的电磁干扰。为了防止杂散磁场对测量回路的影响，通常需对罗果夫斯基线圈采取相应的屏蔽措施，将其安装于屏蔽盒中，且屏蔽盒的外壳与同轴电缆的外屏蔽层焊接起来共同接地，如图 7－13a所示。罗果夫斯基线圈的屏蔽沿电缆全长都与被测回路相绝缘，只在靠近示波器的电缆末端和电缆外皮一起接地。此外，对于屏蔽盒而言，为防止被测电流产生的主磁通在屏蔽盒中引起环流（该环流会阻碍主磁通进入罗果夫斯基线圈），所以需在屏蔽盒内侧进行开槽处理，如图 7－13b 中的槽 4。当采用铁质材料制作屏蔽盒时，还需防止屏蔽盒对主磁通形成磁旁路，为此需开槽 5 切断磁旁路。

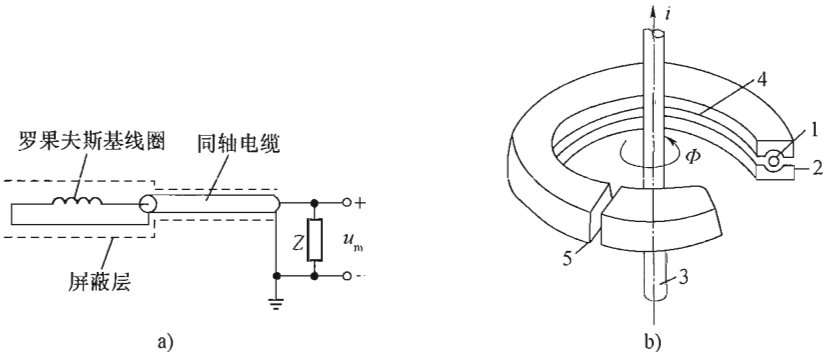


图 7－13　罗果夫斯基线圈的屏蔽

a）罗果夫斯基线圈及电缆的屏蔽；b）带有屏蔽盒的罗果夫斯基线圈

1—罗果夫斯基线圈；2—屏蔽盒；3—被测载流导体；4—环向槽；5—径向槽

7.1.3　磁光效应法

磁光效应又称法拉第效应，是法拉第于 1864 年发现的，即线偏振光在与其传播方向平行的外界磁场作用下通过磁光材料时，其偏振面发生偏转的现象，如图 7－14 所示[57]。

磁光效应是外磁场下光场与物质相互作用的结果，从经典的电磁理论和量子理论都可以找到合理的解释。根据量子理论的解释，可以得到线偏振光在通过处于外磁场的磁光物质后，偏振面的偏转角 θ 为：

$$\theta = \left(-\frac{e}{2mc}\right) \cdot \lambda LB \cdot \left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right) \tag{7-22}$$

式中　e/m——电子的荷质比；

c——真空中的光速；

λ——光波长；

n——材料的折射率；

L——磁场与样品介质有效相互作用的长度；

B——磁感应强度。

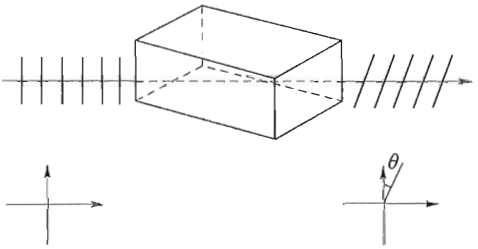


图 7－14　磁光效应的原理示意图

这里令 $V=(-e/2mc)\lambda(\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda)$，则偏转角可表示为：

$$\theta = VLB \tag{7-23}$$

式（7－23）中的常数 V 通常被称之为磁光材料的韦尔代常数（Verdet），它主要取决于磁光材料和光波的波长，反映了磁光材料的特性。磁光材料的韦尔代常数可由试验测定[58]。由式（7－23）可知，当磁光材料和入射光波的波长给定以后，韦尔代常数就是一个定值，偏转角和磁感应强度成线性关系，通过偏转角就可以确定外磁场的磁感应强度。在实际应用中，由于磁光材料的韦尔代常数较小，所以为了获得较大的偏转角通常总是选择韦尔代常数大的物质作为磁光材料。

1. *磁光效应法测量脉冲大电流的原理*

通过前面的介绍可知，当磁光材料和入射光波长给定以后，偏转角和外界磁场就唯一对应，只要测量出偏转角就可确定外界磁场的大小，而外界磁场的大小又与被测脉冲电流的大小成正比，因而可间接测量出被测脉冲电流的大小。

由安培环路定理可知，载流长直导线在距离其 R 处产生的磁感应强度 $B=\mu_0 H=\mu_0 I/(2\pi R)$。将磁感应强度的表达式代入式（7－23）可得：

$$\theta = V\mu_0 I\frac{L}{2\pi R} = VN\mu_0 I \tag{7-24}$$

式中　N——电流穿过闭合光路的有效次数，$N=L/2\pi R$。

由式（7－24）可知，只要确定了偏转角就可以求出被测脉冲电流，而偏转角可通过测量出射光的强度求得。因此，通过检测光信号的强度就

可以测量电流的大小。这就是磁光效应法测量脉冲大电流的基本原理。

这种测量方法可完全脱开高压绝缘的问题，不存在电磁力和散热问题，是一种实时、在线、非接触式的测量方法，具有测量频带宽、动态范围大、测试精度高、抗电磁干扰能力强和运行安全等优点。缺点在于测试设备较为复杂，价格较昂贵，且被测量与实际测量之间需进行多次变换才能由测试量求出被测量，因此不易准确地确定光强与产生磁场的电流之间的关系，即不易校订。

2. 基于磁光效应的脉冲电流测量系统设计

利用磁光效应法测量脉冲电流时，针对不同的测试对象和测试要求，系统的设计有所不同，大体上有单光路、双光路以及四光路系统。这几种系统的设计在不同的测试要求下各有其自身的优缺点。

（1）单光路脉冲电流测量系统。单光路脉冲电流测量系统如图 7－15 所示。磁光材料通常置于被测电流产生的磁场中，光源发出的光经光纤传输到起偏器变为线偏振光，当线偏振光通过磁光材料时其偏振面发生偏转，然后传输到检偏器，被检测出相应的光强变化，进而得出偏转角。

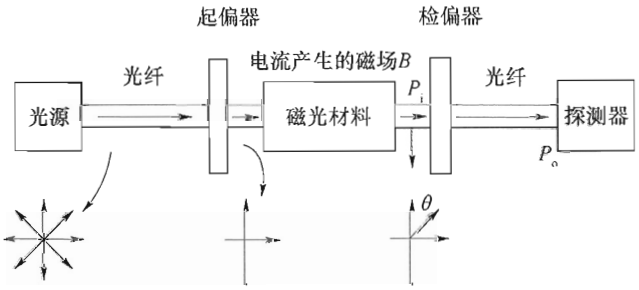


图 7－15　单光路脉冲电流测量系统

设置检偏器和起偏器的夹角为 45°，则根据马吕斯定律可得：

$$P_o = P_i \cos^2(45° - \theta) = \frac{1}{2} P_i (1 + \sin 2\theta) \tag{7-25}$$

式中　P_i——通过检偏器前的初始光强；

P_o——探测器探测到的出射光强。

利用模拟电路把输出光强转换为具有线性对应关系的电流信号，并把直流分量 I_{dc} 和交流分量 I_{ac} 分开做除法运算，可得：

$$J = I_{ac} / I_{dc} = \sin 2\theta \tag{7-26}$$

从式（7－26）可以看出通过除法运算，消除了光强，从而很好地解决了光源不稳定性带来的测量误差。但是当被测脉冲电流较小时，对应的输出信号较小，交流和直流信号分开的误差将较大，而当被测脉冲电流较大时，对应的偏转角可能会超过 $\sin 2\theta$ 对应的单调区间，无法由 J 来唯一

地确定偏转角，进而无法得出其对应的被测电流。

（2）双光路脉冲电流测量系统。双光路脉冲电流测量系统如图 7－16 所示。在双光路测量系统，由磁光材料投射输出的旋转偏振光需由沃拉斯顿棱镜（Wollaston prise）被分成正交的两束偏振光，并被光电二极管转换成电信号送入模拟电路进行相关的信号处理。

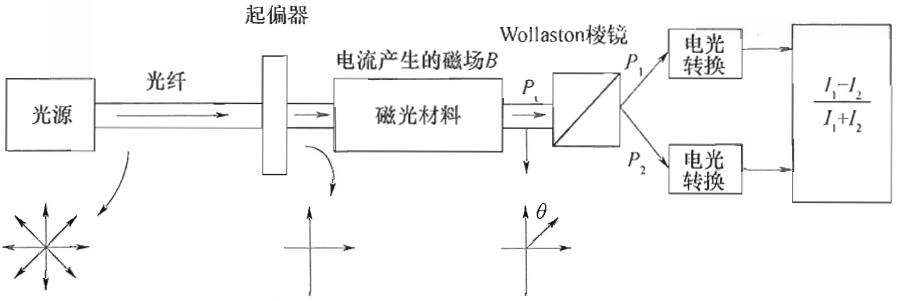


图 7－16　双光路脉冲电流测量系统

设置起偏器与沃拉斯顿棱镜的夹角为 45°，则两路输出光强为：

$$P_{1,2}=\frac{1}{2}P_i(1\pm\sin 2\theta) \tag{7-27}$$

利用模拟电路对输出光强对应的电流信号进行“加减除”运算，可得：

$$J=\frac{P_1-P_2}{P_1+P_2}=\sin 2\theta \tag{7-28}$$

由式（7－28）可知，利用双光路系统，不再需要将信号的交流分量与直流分量分开，从而克服了单光路系统在测量较小脉冲时的不足，但是它仍然受制于 $\sin 2\theta$ 单调区间的限制，不能使用于测量量值很大的电流脉冲。

（3）四光路脉冲电流测量系统。四光路脉冲电流测量系统如图 7－17 所示。在四光路脉冲电流测量系统中，由磁光材料投射输出的旋转偏振光

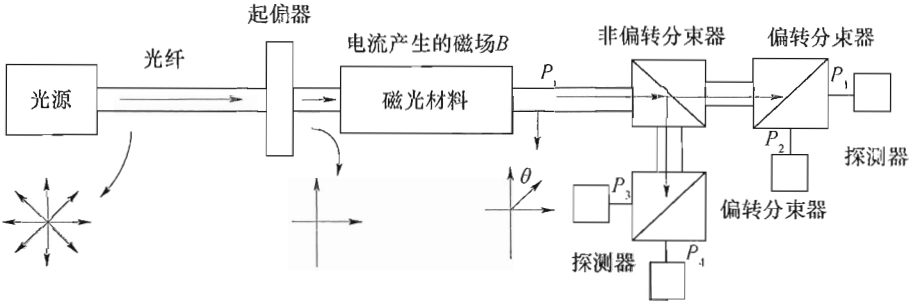


图 7－17　四光路脉冲电流测量系统

首先到达非偏转分束器，并被分成两束线偏振光。这两束线偏振光再分别进入两个偏转分束器，并各自被分成两束线偏振光，从而形成四束线偏振光。这四束线偏振光被送至光电二极管被转换为电信号，再将电信号送入到模拟电路进行相关的信号处理。

取起偏器和非偏转分束器成45°，两个偏转分束器的四个起偏轴与起偏器的光轴分别成-45°、45°和0°、90°，则可得其四路输出信号的光强分别为：

$$P_1 = P_i(1 + \sin 2\theta)/2 \tag{7-29}$$

$$P_2 = P_i(1 - \sin 2\theta)/2 \tag{7-30}$$

$$P_3 = P_i(1 + \cos 2\theta)/2 \tag{7-31}$$

$$P_4 = P_i(1 - \cos 2\theta)/2 \tag{7-32}$$

利用模拟电路对其对应的电流信号做如下运算，即：

$$J_{12} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \sin 2\theta \tag{7-33}$$

$$J_{34} = \frac{I_3 - I_4}{I_3 + I_4} = \cos 2\theta \tag{7-34}$$

由式（7-33）和式（7-34）可知，当利用四光路系统测量脉冲大电流时，输出信号中既含有偏转角的正弦项，又含有偏转角的余弦项，因而可以确定任意大小的偏转角，从而克服了单光路和双光路脉冲电流测量系统的局限性，在实际应用中有着更为广阔的前景。

7.2 电磁动能武器电源试验高电压的测量

电磁动能武器电源向负载放电过程中，放电脉冲电流流过负载时将在负载两端产生脉冲高电压，因此还需要对负载两端的脉冲高电压进行测量。对于电压值不很高的脉冲电压，如峰值为几千伏至50kV，则可以通过高电压探头或衰减器及普通的数字存储示波器直接进行测量。但当脉冲电压的峰值很高时，则必须通过分压器等转换装置及其他多个组件构成的脉冲高电压分压系统来进行峰值及波形的测量。分压器的作用是将高达几十万伏或几百万伏的冲击高电压转换成示波器等记录仪能够测量的低电压。

分压器主要有电阻分压器、电容分压器和阻容分压器三种。测量脉冲高电压的电阻分压器和电容分压器由于其需具有良好的动态特性，所以应尽可能减小其电感。电阻分压器的阻值也远比稳态电压下所应用的分压器要小，由于热容量的限制它的极限电压为2MV，而且多用其测量雷电冲击电压。电容分压器由于存在回路杂散振荡问题，应用它测量雷电冲击电压

时，其额定电压也不能太高，其一般用于测量操作过电压。阻容分压器是为阻尼电容分压器回路中的振荡而发展起来的。阻容并联分压器在测量雷电冲击电压时存在着与电容分压器相同的缺点，即难以阻尼分压器回路中的杂散振荡，因此现多采用阻容串联分压器。阻容分压器可用于测量很高电压（如电压高达2000～5000kV或更高）的雷电冲击电压。

7.2.1　电阻分压器

电阻分压器内部电阻理论上为纯电阻，结构简单，被广泛采用。电阻分压器的优点在于其温度稳定性好、长期使用时也很稳定，且其响应特性比较高、使用也很方便。电工领域所用的电阻分压器通常采用优质电阻丝无感绕制而成。为减小电感要求在满足阻值及限制温升的前提下，电阻丝应尽可能短。卡玛丝不仅电阻温度系数很低，而且电阻系数又较高，故可采用卡玛丝来制作电阻分压器。冲击电阻分压器的典型阻值是10kΩ，最好不超过20kΩ，最小不低于2kΩ。经验表明，在测量电压较高的冲击电压时，若分压器阻值小于2kΩ，则容易在其阶跃响应上产生高的过冲。分压器的高度取决于其工作电压，即应保证在额定工作电压下不发生闪络。电阻丝的直径按它的阻值、通过的冲击电流峰值及波形来决定，即由耗散电能所引起的温升来决定。一般所用的绝缘材料允许温升可达150℃。在多次连续冲击试验中，由于每次冲击过程非常短，可按绝热过程来考虑。如考虑每分钟作用2～3次冲击电压，则须考虑多次冲击作用过程中的温升累积问题。在保守的情况下，可把额定电压作用下单次冲击时的温升限制在50℃以下，允许每克电阻丝在单次冲击时消耗的能量在20J以下。

1. 电阻分压器的分压原理

理想电阻分压器的原理电路如图7－18所示，其由高压臂 R_1（电阻值较大）和低压臂 R_2（电阻值较小）组成。被测脉冲高电压加在高压臂上，分压器中流过的电流 $I=U_i/(R_1+R_2)$，低压臂输出的电压 $U_o=IR_2/(R_1+R_2)$，分压比 $U_o/U_i=R_2/(R_1+R_2)$，当 $R_1\gg R_2$ 时，分压比约为 R_2/R_1。这是理想电阻分压器的分压情况，即分压器为纯电阻性的。但实际上理想的电阻分压器是不存在，因为分压器自身及连线总存在电感，且分压器的电阻元件和大地或接地屏蔽之间存在电容，甚至外界电磁波的干扰等都将造成其测量误差。

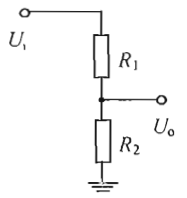


图7－18　理想电阻分压器的原理电路图

2. 电阻分压器的误差分析

由于电阻分压器通常由电阻串联而成或由卡玛丝或康铜丝等电阻丝绕

制而成的，尽管可采用无感绕法，但其电感总是存在的。此外，分压器还存在对地电容和纵向电容。设分压器单位长度的电阻为 R'，单位长度的电感为 L'，单位长度的对地电容为 C_1，单位长度的纵向电容为 C_2。因此可将电阻分压器的原理图等效为图 7－19 所示的电路形式。

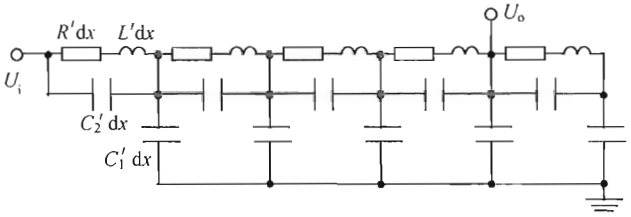


图 7－19　电阻分压器的等效电路

（1）电感的影响。在考虑分压器电感引起的测量误差时，可忽略图 7－19 中的对地电容和纵向电容，并进一步将其简化为图 7－20，R_1 为高压臂的电阻，R_2 为低压臂的电阻，L_g 为电阻分压器的总电感。

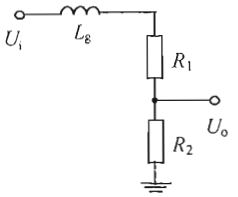


图 7－20　分压器电感的影响

电感具有阻碍电流变化的特性。因此，当在高压臂施加电压后，分压器支路中的电流不能突变，而是将按指数规律上升，而电压等于电阻与电流的乘积，所以输出电压波形也将是按指数规律变化的。根据回路方程 $U_i = L_g \mathrm{d}i/\mathrm{d}t + (R_1 + R_2)\ i$，可得：

$$i = \frac{U_i}{R_1 + R_2}\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{R_1 + R_2}{L_g}t}\right) \tag{7-35}$$

$$U_0 = \frac{U_i R_2}{R_1 + R_2}\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{R_1 + R_2}{L_g}t}\right) \tag{7-36}$$

当输入电压为一直角波时，由于电感的存在，分压器的输出电压将不再是直角波而是一缓慢上升的电压波。分压器的电感越大，输出电压上升得越缓慢。分压器电感的存在会直接影响电压波的波头，从而造成测量误差。在设计电阻分压器时应尽可能减小电感。一般要求分压器时间常数 L_g/R 的允许值小于被测电压波形上升时间 T_1 的 1/20，即 $L_g/R < T_1/20$。

（2）电容的影响。分压器对地电容的存在是造成分压器误差的主要原因。在理想电阻分压器中，流过高压臂和低压臂的电流是相同的；而在实际电阻分压器中，由于对地电容的存在，它会对电流产生分流作用，致使流过高压臂的电流与流过低压臂的电流是不同的。这就是误差产生的原因。对地电容的分流情况如图 7－21 所示。

流过对地电容电流的大小与电压的频率和对地电容的大小有关。因为容抗 $X_c = 1/(\omega C)$，频率越高，容抗越小，分流情况越严重；同样对地电容越大，分流情况越严重。在考虑对地电容时，分压器的输出电压可表示为：

$$U_0 = \frac{U_i R_2}{R_1 + R_2}\left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n \mathrm{e}^{-\frac{n^2\pi^2}{C_g R}t}\right] \tag{7-37}$$

式中 C_g——分压器的总对地电容；

R——分压器的总电阻，即 $R = R_1 + R_2$。

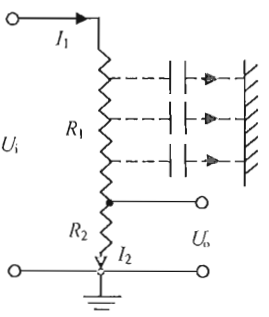


图 7-21 对地电容的分流情况

由式（7-37）可知，当 $C_g = 0$ 时，$n^2\pi^2 t/(C_g R) = \infty$，$\mathrm{e}^{-\infty} = 0$，$U_0 = U_i R_2/R$，即理想电阻分压器的分压情况。当 $C_g \neq 0$ 时，由于对地电容的存在，使得低压臂的输出电压产生偏差。

考虑对地电容的影响时，电阻分压器对直角波的响应特性如图 7-22 所示，其中纵坐标为实际分压器与理想分压器的输出电压之比，横坐标为 $t/(RC_g)$。

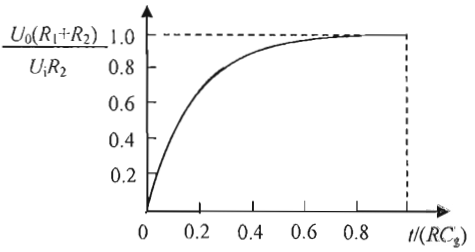


图 7-22 电阻分压器对直角波的响应特性

由图 7-22 可知，当 C_g 小时，$t/(RC_g)$ 很快就取得较大数值，实际分压器的输出电压接近理想分压器的输出电压，或者说其分压比接近一个常数；相反如果 C_g 较大，$t/(RC_g)$ 的数值在较长时间内处于较小的数值区域，实际分压器的输出电压则是随时间变化的，即分压器的分压比随时间变化，这是我们所不希望的。

实际分压器的上升时间 T_r' 是指以理想分压器的输出电压为基准，实际分压器的输出电压从 0.1 倍的理想输出电压上升到 0.9 倍的理想输出电压所需要的时间。根据式（7-37）可以求出电阻分压器的上升时间 T_r' 与 C_g 的关系，即 $T_r' = 0.23 C_g R$。$C_g R$ 越小，分压器的上升时间也就越小，说明分压器的误差也越小。

在实际测量过程中，需使被测脉冲电压的上升时间 T_1 大于分压器的上

升时间，即 $T_1 > T_r'$。对地电容是造成分压器误差的主要原因，设计分压器时应尽量减小 C_g。但在电压等级高的情况下，分压器的尺寸不能做得太小，因此对地电容也就相应大些。为了减小误差，需要从高压端加一个屏蔽罩，用以补偿从对地电容中流走的电流。

通过上述电阻分压器自身误差的分析，得到了设计分压器时必须满足的两个条件，即 $L_g/R < T_1/20$ 和 $0.23C_gR < T_1$。

3. 分压器测量回路的匹配问题

电阻分压器的测量回路包括低压臂、示波器的输入电路以及分压器与示波器之间的连接线，如图 7－23 所示[3]。在分压器和示波器之间通常用一小段屏蔽的同轴电缆连接。同轴电缆的特性阻抗一般介于 50～100Ω，单位长度同轴电缆的容量一般介于 57～115pF，电磁波在其中的传播速度介于 1.6×10^8～2×10^8m/s。

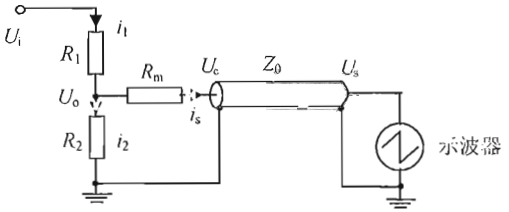


图 7－23　电阻分压器的测量回路

为避免电磁波在同轴电缆上传播时在终端引起反射（终端反射会混淆加在示波器上的真实信号上），需在示波器的一端或在分压器低压臂的一端接入适当的电阻，使其与同轴电缆的特性阻抗相等，即需要实现测量回路中的阻抗匹配。图 7－23 中，是在分压器低压臂的一端接入了匹配电阻 R_m，因 R_m 与同轴电缆串联连接，所以构成了串联匹配的形式。

在串联匹配时，需使 $R_m + R_2 = Z_0$。进入电缆时的电压 $U_c = i_sZ_0 = Z_0R_2i_1/(R_2 + R_m + Z_0)$。在电压波进入电缆后将向示波器一侧传播，当到达示波器一端时因为此处开路，所以入射波将发生反射，其幅度增加一倍，从而使加在示波器上的电压 $U_s = 2U_c = 2Z_0R_2i_1/(R_2 + R_m + Z_0)$。由于 $R_m + R_2 = Z_0$，所以分压比 $U_s/U_i = R_2/(R_1 + R_2)$。当反射波返回分压器时，因为 $R_m + R_2 = Z_0$ 为一匹配的负载，所以不会继续发生反射。此时电缆充满了电，全部电流流过 R_2，即 $i_1 = U_i/(R_1 + R_2)$。

图 7－24 所示为实现并联匹配时的连接情况，它实际上是在示波器的一端并联连接了一电阻 R_0，这个电阻与同轴电缆构成了并联关系。并联匹配时，需由 $R_0 = Z_0$ 成立。当满足这一关系时，电压波传播到示波器的一端时将不会发生波的反射。在这种连接方式下，低压臂的等效电阻实际上

为 R_2 和 R_0 的并联，分压比增加了，加到示波器上的电压降低了。分压器的分压比为：

$$\frac{U_o}{U_i}=\frac{U_s}{U_i}=\frac{R_2R_0}{R_1R_2+R_1R_0+R_2R_0} \tag{7-38}$$

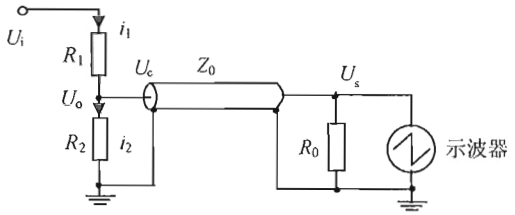


图 7-24　电阻分压器的并联匹配

如果测量回路匹配的不好，则要在电缆两端发生反射，造成测量上的误差。如果同轴电缆两端均无匹配电阻，则会发生多次反射的情况。现说明匹配不好所造成的误差。这里以串联匹配时的情况进行说明。设同轴电缆的波阻抗 $Z_0=100\Omega$，电磁波在电缆中传播速度为 1.5×10^8m/s，电缆的长度为 7.5m，$R_2=50\Omega$，流过 R_1 的电流 $i_1=1$A。

当匹配电阻 $R_m=50\Omega$ 时，在分压器一侧与同轴电缆是匹配的，加在示波器上的电压 $U_s=2U_c=2Z_0R_2i_1/(R_2+R_m+Z_0)$，计算可知其为 50V，而且在脉冲作用期间这个数值是不变的。如果不接入匹配电阻，即 $R_m=0$，则在刚施加电压脉冲的瞬间，电缆始端的电压 $U_c=Z_0R_2i_1/(R_2+Z_0)=33.3$V，这个电压波沿着电缆向示波器方向传播，在 0.05μs 后到达示波器；由于示波器相当于开路状态，波在此处发生反射，幅度增加一倍，这样加在示波器上的电压将变为 66.6V，再经过 0.05μs 后，当反射波返回分压器时，由于没有匹配电阻，所以又在此处发生反射，所得反射波 $U'_c=33.3(R_2-Z_0)/(R_2+Z_0)=-11.1$V，这个波又从分压器进入电缆向示波器传播，当初始波到达示波器之后的 0.1μs，U'_c 也到达示波器并发生反射，此时示波器上的电压 $U'_s=2\times(33.3-11.1)=44.4$V；这个反射过程将继续下去，最后加在示波器上的电压逐渐趋于 50V。

4. 电阻分压器的设计

在设计电阻分压器时需要考虑以下五个方面：①分压器的输入阻抗应足够高，以免影响被测电路；②分压器的响应时间要小，频率响应要宽到正确反映被测波形；③分压器的输出阻抗应小于示波器的输入阻抗，且应等于或小于电缆的波阻抗以便进行阻抗匹配；④分压器的电性能要比较稳定，在电压和温度变化时以及长时间使用后应在允许的精度范围内变动；⑤结构简单，使用方便，易于校订等。

下面以同轴式纳秒量级的电阻分压器的设计为例来说明其设计过程。具体设计要求为：①能测量上升时间为 20ns 的电压波形；②能耐受 50kV 的暂态电压；③可与波阻抗为 50Ω 的同轴电缆相匹配。

选择电阻时，首先要考虑到电阻本身的电感要小，具有较高的耐热耐压能力，同时根据上升时间的要求，选择适当的电阻值，使它满足 $L_g/R < T_1/20$ 和 $0.23C_pR < T_1$。当 R 分别取 1kΩ、2kΩ、3kΩ 时，C_g 应分别小于 87pF、44pF 和 29pF，L_g 应分别小于 1μH、2μH 和 3μH。由此可以看出：当 R 取值越大时，C_g 的允许值就越小，而 L_g 的允许值就越大，这显然是一对矛盾。使 L_g 较小一般较容易做到，而使 C_g 特别小是不容易做到的，因此设计时应优先考虑 C_g。当 R 取 2kΩ 左右时，C_g 的允许值约为 44pF，这个值是可以达到的。

金属膜电阻具有耐热能力高、比较稳定、电感小等优点，故可选择它作为纳秒量级电阻分压器的电阻，取 $R = 1.7\text{k}\Omega$，高压臂 $R_1 = 1.65\text{k}\Omega$，低压臂 $R_2 = 50\Omega$（与电缆波阻抗相匹配）。

在设计同轴式电阻分压器时需选择好合适的绝缘外筒与电阻的直径比 D/d，才有可能使分压器的 L_g 和 C_g 达到要求的范围。同轴式电阻分压器的结构如图 7－25 所示，其外壳由绝缘筒和屏蔽外皮构成，分压器处于绝缘筒的中心轴线上，高压臂由多个电阻串联而成，低压臂由多个电阻并联而成。在计算同轴式电阻分压器的电感和电容时可将其简化为同轴电缆，如图7－26所示。

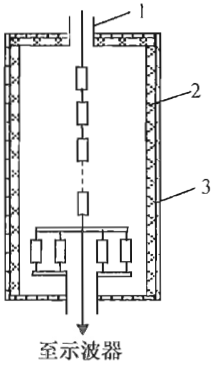


图 7－25　同轴式电阻分压器结构
1—同轴电缆；2—绝缘筒；3—屏蔽外皮

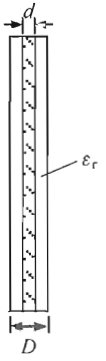


图 7－26　同轴式电阻分压器简化等效图

这样可利用同轴电缆单位长度的电感和电容的计算公式来计算同轴式电阻分压器的电感和电容，即：

$$L_g = \frac{\mu_0\mu_r}{2\pi}\ln\frac{D}{d} \tag{7-39}$$

$$C_g = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}{\ln\dfrac{D}{d}} \tag{7-40}$$

式中　μ_r——相对磁导率；

μ_0——真空的磁导率；

ε_r——相对介电常数；

ε_0——真空介电常数。

当分压器电阻处于空气中时，相对磁导率和相对介电常数均取1。

首先，设 $D/d=10$，则依据式（7-39）和式（7-40）计算所得的单位长度的 $L_g=0.46\mu H$，$C_g=24.2pF$。当分压器的长度小于1m时，其电感和电容会更小些，所以取 $D/d=10$ 是可以满足要求的。分压器的高压臂由11个150Ω的电阻串联，低压臂由10个500Ω的电阻并联成环状，输出引线从环形中心引出，这样可减小电感。

电阻的长度为20mm，12个电阻的长度为240mm；为防止高压端与电缆外皮闪络留100mm的沿面距离，再加上铜片的厚度折合起来长度共350mm。同时取绝缘筒的直径 $D=94mm$，金属膜电阻的直径 $d=9mm$。在确定结构参数后，可知 $D/d=94/9$，依据式（7-39）和式（7-40）计算得单位长度的 $L_g=0.164\mu H$ 和 $C_g=8.37pF$。长350mm的电阻分压器的 $L_g=0.0574\mu H$ 和 $C_g=2.9295pF$。当 $R=1.7k\Omega$ 时，利用 $L_g/R<T_1/20$ 和 $0.23C_gR<T_1$ 计算得 $L_g<1.7\mu H$ 和 $C_g<50pF$。由此可见，按上述设计参数是合适的。

7.2.2　电容分压器

电容分压器可分为两种形式：其中一种分压器的高压臂由多个高压电容器叠装而成（即分布式电容分压器）；另一种分压器的高压臂仅有一个电容（集中式电容分压器）。分布式电容分压器多半用绝缘壳的油纸绝缘的脉冲电容器来组装，要求这种电容器的电感较小，能够经受短路放电。高压油纸电容器通常是由多个元件串并联组装起来的，每个元件不仅有电容，而且有串联的固有电感和接触电阻，还有并联的绝缘电阻，当然每个元件还有对地杂散电容，这种电容分压器可看做分布参数，故称为分布式电容分压器。集中式电容分压器的高压臂仅有一个电容，常为接近均匀电场中的一对金属电极，它的电极间以空气为介质，是一个集中电容，故称为集中式电容分压器。

电容分压器的优点在于结构比较简单，频率响应可以做得很宽（在良好结构的电容分压器中，其带宽可达1500MHz），输入阻抗差不多可认为是开路，因此对被测电路的影响较小。电容分压器的测量回路如图7-27

所示。

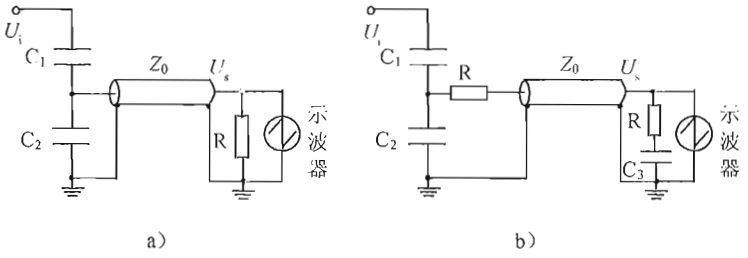


图 7－27　电容分压器的测量回路

a）同轴电缆末端匹配；b）同轴电缆首末端匹配

图 7－27a 所示为电容分压器的一般接法，其分压比 $U_s/U_i = C_1/(C_1 + C_2)$。当被测电压为直角波时，所测得的电压波形为一指数衰减的波形，这是由于电容 C_2 对电阻 R 放电的结果。为了不使波形下跌，即不让电容 C_2 放电，可采用图 7－27b 所示的方式，此时 $R = Z_0$，并要求 $C_1 + C_2 = C_3 + C_c$，其中 C_c 为电缆的对地电容。首末端匹配情况下，分压器的分压比 $U_s/U_i = C_1/[2(C_1 + C_2)]$。因为电容分压器是纯电抗元件，所以有可能与接线电感一起造成不希望出现的高频寄生振荡。这限制了利用电容分压器取测量很短的电压脉冲，例如脉冲宽度小于 0.1μs 的情况。为抑制寄生振荡，常采用阻容分压器。

7.2.3　阻容分压器

目前，使用较多的阻容分压器多为阻容串联分压器，即高压臂和低压臂均由电阻和电容元件串联构成。按阻尼电阻大小的不同，阻容分压器可分为高阻尼阻容分压器和低阻尼阻容分压器两类。高阻尼阻容分压器是指阻尼电阻较大的阻容分压器，其电阻值大致上可按 $R = 4(L/C_c)^{1/2}$ 的关系来选择，其中 L 为分压器自身的电感，C_c 为分压器对地的杂散电容。百万伏以上的分压器高压臂电阻 R_1 约为 400～1200Ω。低阻尼阻容分压器是指阻尼电阻较小的一种阻容分压器，它是把较低的阻尼电阻分散布置到高压臂的内部，可对低频和高频振荡起到一定的阻尼作用。

1. 高阻尼阻容分压器

用集中参数表示的阻容串联分压器如图 7－28 所示[1]，R_1' 和 C_1 组成高压臂，R_2 和 C_2 组成低压臂。高阻尼阻容分压器在转换高频时利用电阻的转换特性，而在转换低频时利用电容的转换特性，即初始时按电阻分压，最终按电容分压。为使两部分的分压比一致，要求两种转换特性相互同步。高阻尼阻容分压器需经高压引线连接至试品，在高压引线上串接的阻

尼电阻 R_d 通常需要接在试品端。

高压引线上串接的阻尼电阻 R_d 需包含在电阻转换特性里边，为此要求：

$$(R_1' + R_d)C_1 = R_1C_1 = R_2C_2 \quad (7-41)$$

式中　R_1'——高压臂内的阻尼电阻。

高阻尼阻容分压器的电阻 R_1 超过高压引线的波阻抗。当试品具有一定的电容量时，它相当于导线的匹配电阻，阻值一般为 300～400Ω。在满足式（7－41）的情况下，其分压比 $U_o/U_i = C_1/(C_1 + C_2)$。

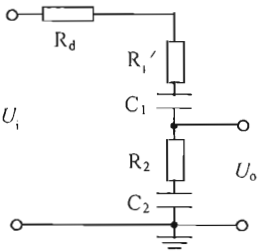


图 7－28　用集中参数表示的高阻尼阻容串联分压器

2. 低阻尼阻容分压器

用集中参数表示的低阻尼阻容分压器如图 7－29 所示[1]，其低压臂只有电容 C_2，没有电阻。在这种分压器中无论高频部分、低频部分或起始部分，最终都要依靠电容转换特性。C_2 上电压的上升受高压臂时间常数（C_1R_1）的控制。为减小误差，要求此时间常数不大于被测波形波前时间的 1/10。

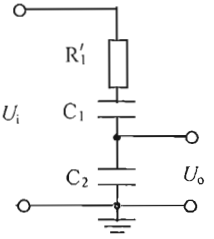


图 7－29　用集中参数表示的低阻尼阻容串联分压器

分压器的电容 C 和分压器及引线的总电感 L 会产生低频振荡，振荡周期 $T = 2\pi(LC)^{1/2}$，消除低频振荡的临界电阻为 $R = 2(L/C)^{1/2}$。在选择阻尼电阻时，若不考虑另加低压臂的电阻 R_2 时，常为减小响应时间而宁肯波形稍带振荡，选取：

$$R_1 = (0.25 \sim 1.50)(L/C)^{1/2} \quad (7-42)$$

式中　L——整个测量回路的电感值；

C——分压器的电容值。

对于百万伏以上的分压器，R_1 约为 50～300Ω。选择 R_1 时应使它与分压器本身的波阻抗一起形成高压引线的终端匹配电阻。R_1 分布在高压臂内，在分压器的外端可无阻尼电阻或只放置一个数值不高的阻尼电阻，且这个阻尼电阻是分压器的一个组件。

低阻尼阻容串联分压器串联的阻尼电阻很小，它的接入不会对试验回路标准波形的产生带来较明显的影响，它可兼做负荷电容使用，是一种通用分压器，可用于测量雷电冲击波、被截断的雷电冲击波、操作波和交流电压波。从使用性上来看，其比高阻尼阻容串联分压器的优点更多，但从响应特性来看其不如高阻尼阻容分压器，且还带有一定的振荡。

第8章　电磁动能武器电源技术的相关应用

电磁动能武器电源技术在军事领域和民用领域均有很重要的应用。在军事领域，它可用于新概念武器的研究，特别是用于驱动电磁动能武器工作，例如，可用其驱动轨道炮和线圈炮等电磁发射动能武器实施超高速电磁发射；此外，还可用于泵浦电激励的激光武器以产生高能激光，激励高功率微波源器件以产生高功率微波等。在民用领域其应用更广，但主要有以下几个方面：电气设备的绝缘性能试验、高温等离子体和受控热核反应研究、产生脉冲强磁场以研究物质在脉冲强磁场中的特性、薄壁工件的电磁成形和粉碎矿石、基于电火花振源海底矿藏的探测、雷电效应模拟和核武器效应模拟等。本章主要介绍电磁动能武器电源技术的相关军事应用。

8.1　驱动电磁动能武器

电磁动能武器主要包括轨道炮和线圈炮。轨道炮和线圈炮在工作时均离不开脉冲功率电源，均需要脉冲功率电源向其提供所需的脉冲大电流。

美国早期轨道炮的试验过程中，曾采用过单极发电机作为其能源系统。图 8－1 所示为储能 16MJ 的 EMACK 单极发电机[59-61]，它是由美国西屋公司为美国国防高技计划局（DARPA）而建造的，1982 年交付美陆军。该单极发电机的储能范围约在 15～30MJ，工作时的峰值电流达 1.5MA，驱动轨道炮发射时获得的炮口动能约 1MJ。单极发电机的优点在于其结构简单，输出为直流电，无需进行整流处理即可直接驱动轨道炮；但是其缺点在于其输出电压低，一般仅几百伏，在驱动轨道炮时输出电压不够高。为此，人们已提出利用单极发电机外接脉冲成形电感和断路开关的方法来间接驱动轨道炮，即首先利用单极发电机输出的电流对脉冲成形电感进行充电，然后再通过转换开关的作用将流过成形电感的电流转换至轨道炮上，这种方法可提高电源的输出电压。

图 8－2a 和图 8－2b 所示为美国绿色农场于 20 世纪 90 年代制造的轨道

炮试验装置及其试验用电源。该试验用脉冲功率电源是利用储能电容器搭建的，当时储能电容的储能密度约为0.6MJ/m^3，总储能为32MJ。试验过程中发射了聚碳酸酯弹丸，炮口动能达到了8MJ，炮口速度达4.4km/s。该试验用脉冲功率电源实际上是基于电容器储能的脉冲大电流试验装置。这种基于电容器储能的脉冲功率电源，其技术优点在于技术上相对比较成熟，是目前轨道炮试验中应用最多的脉冲功率装置。但是其缺点在于储能密度相对较低，由其构建的脉冲功率电源体积庞大，仅能满足轨道炮的试验使用，不能满足轨道炮小型化、实用化的要求。尽管随着高储能密度介质材料的发展，储能脉冲电容器的储能密度有所提高，但现在国外储能电容器的储能密度最高仅为2.35MJ/m^3，目前所能使用的储能电容的储能密度多为1MJ/m^3。

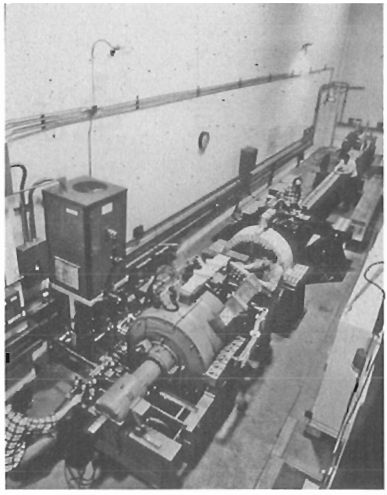
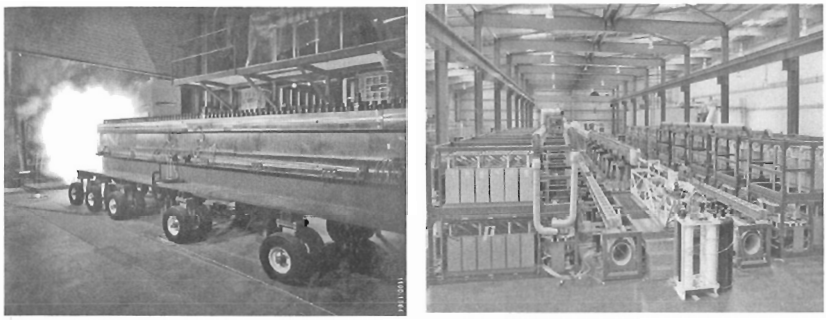


图8-1　储能16MJ的EMACk单极发电机

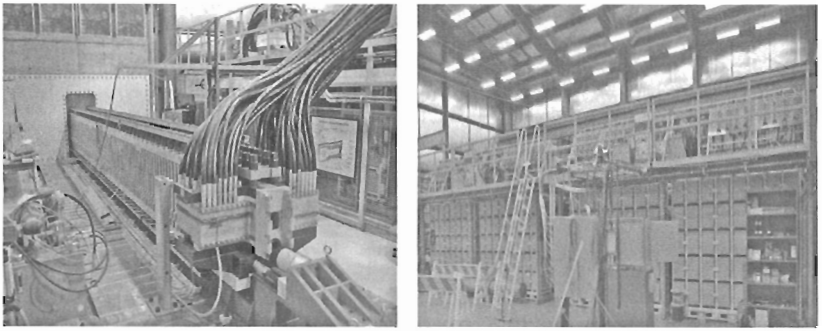


a)　　b)

图8-2　绿色农场建造的轨道炮试验装置及试验用电源
a）轨道炮试验装置；b）试验用脉冲功率电源

图8-3a和图8-3b是2010年12月美国海军在海军水面作战中心达伦贝尔分部进行轨道炮试验时所采用的32MJ的轨道炮试验装置及脉冲功率电源，该脉冲功率电源也是由储能脉冲电容器搭建而成的，其储能约为100MJ。试验过程中炮口动能达到了32MJ，创立了新的世界纪录。

美海军提出的超远程电磁轨道炮的技术指标是炮口动能达64MJ，炮口速度2.5km/s，射程达200nmile以上，击中目标时的弹着速度约在5Ma以



a) b)

图 8－3 美海军 32MJ 的轨道炮试验装置及试验用电源

a）轨道炮试验装置；b）试验用脉冲功率电源

上。若轨道炮的发射效率为 30%，则单发发射时所需的储能约 200MJ。此外，若要实现海军轨道炮的连续发射，则所需的储能将更大，对脉冲功率电源的要求将更高、体积将更大。虽然舰船平台上可利用的空间较大，但是一般的舰船平台也难以容纳这么庞大的电源。对于陆军层面而言，由于轨道炮所需能源系统体积庞大，加之车载平台上可利用的空间有限，所以即使是为车载战术轨道炮提供能源也是很难实现的。

为了实现轨道炮用脉冲功率电源的小型化，目前的研究重点已经转向脉冲交流发电机的研究上。为减轻脉冲交流发电机运行过程中对武器平台引起的振动，使用时可采用配对使用、反向旋转的方案，如图 8－4 所示。由于脉冲交流发电机的输出为交流电，所以需要整流装置将其变为直流电以驱动轨道炮。除此之外，脉冲交流发电机还需要许多辅助子系统，如轴承的支撑子系统、真空密封、电刷、诊断、控制及安全子系统等。因此总系统比脉冲交流发电机本体部分大很多。这就意味着脉冲交流发电机的实

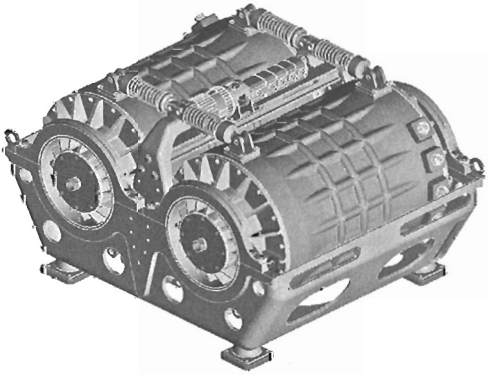


图 8－4 脉冲交流发电机

际使用不是一个简单的事情，包括所有辅助系统的集成问题。

参考文献［62］提供了利用电池－电感器混合的脉冲功率电源的方案，可用于驱动小型轨道炮。该方案的电路结构如图 8－5 所示，L_1 和 L_2 为储能电感器，S_1 和 S_2 为可控硅开关，D_1 为旁路二极管。开始时首先闭合断路开关 S，由电池对电感器 L_1 和 L_2 充电；当充电电流达到开火发射所需驱动电流时，令 S_2 导通同时断开断路开关 S，电感器 L_2 开始对轨道炮放电，电感器 L_2 中的电流增大，电感器 L_1 中的电流减小；在电感器 L_2 对轨道炮放电的过程中会在轨道炮末端产生反电动势，从而会对电容器 C_1 充电（充电回路由电容器 C_1、旁路二极管 D_1、电感器 L_1 和电感器 L_2 构成），电容器 C_1 两端电压升高。经过一段时间之后，再令 S_1 导通，C_1 就会经轨道炮、S_2、电感器 L_1 和 S_1 放电（相当于对电感器 L_1 反向充电），从而会使流过轨道炮的驱动电流再次增加；当电容器 C_1 两端的电压降为零之后，电感器 L_1 会经 S_1、D_2、轨道炮和 S_2 继续放电。

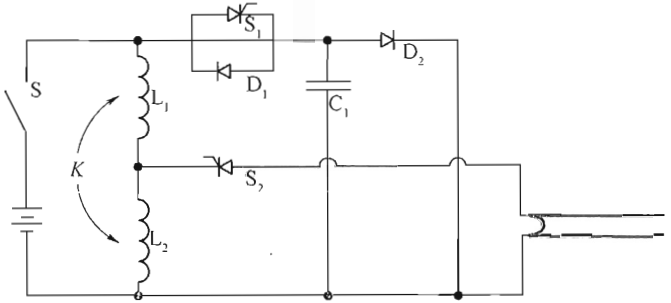


图 8－5　电池－电感器混合的脉冲功率电源

在第十四届国际电磁发射技术研讨会上，James R. Powell 等人给出了一种利用超导电感储能技术为轨道炮馈电的技术方案（Magnetic Cable Energy，MACE）[63]。这种方法不需要中间功率调节装置，其储能是通过超导电缆闭合回路中循环流过的电流所产生的强磁场来进行能量存储的，属于磁场储能。由于超导回路中无电阻，所以不会产生能量损耗。超导回路可看做空心变压器的初级绕组，而次级绕组回路可由单匝普通金属导体回路构成，且普通金属导体回路与超导电缆回路之间是紧耦合的。普通金属导体回路直接与轨道炮相连。为了向轨道炮传递超导电缆回路中所储存的磁能，需利用一作用时间非常短的亚毫秒量级的热脉冲迫使超导电缆转变为非超导态（即失超），此时原超导电缆回路中的电流通过磁耦合作用转移至闭合的普通金属导体回路中。在 MACE 系统中，超导电缆回路由多匝串联或并联为一个回路，且每个超导电缆匝内流过相对较小的电流，但超导电缆回路中的总电流为所有单匝电流的总和，因此该电流是非常大的。当

超导电缆回路被触发转入非超导态时，98.7%的总电流被转移至与轨道炮相连的单匝普通金属导体回路中。如果多匝超导电缆回路中的总电流为6兆安匝（如超导电缆回路由600匝，且每匝中电流为10kA），则单匝普通金属导体回路中将产生6MA的电流用于轨道炮。在超导电缆由超导状态转变为非超导状态的过程中，由于磁场变化导致的涡流损耗只是很小的一部分，致使温升较小，约几K或10K左右。超导电缆回路放电完成之后，应对其快速冷却使其返回超导状态以准备下次充放电。

MACE系统的工作过程如图8-6所示。图8-6a所示为对超导电缆回路进行充电时的状态，此时超导电缆回路需与外部的直流电源相连，普通金属导体回路与轨道炮负载断开；图8-6b所示为超导电缆回路已充电完毕，且还未向普通金属导体回路放电时的状态，此时需要超导开关将超导电缆回路短路，同时断开外部直流电源，超导电缆回路中的电流保持恒定，磁场最强，普通导体回路与轨道炮负载断开，未对轨道炮负载馈电；图8-6c所示为超导电缆回路放电时的状态，此时普通金属导体回路与轨道炮负载相连，开始向轨道炮负载馈电；图8-6d所示为超导电缆回路放电完毕时的状态，此时普通金属导体回路中电流最大。当超导电缆处于超导态时需保持在低温学温度（Nb-Ti超导体应保持在4K，高温超导体HTS需保持在约65K）。

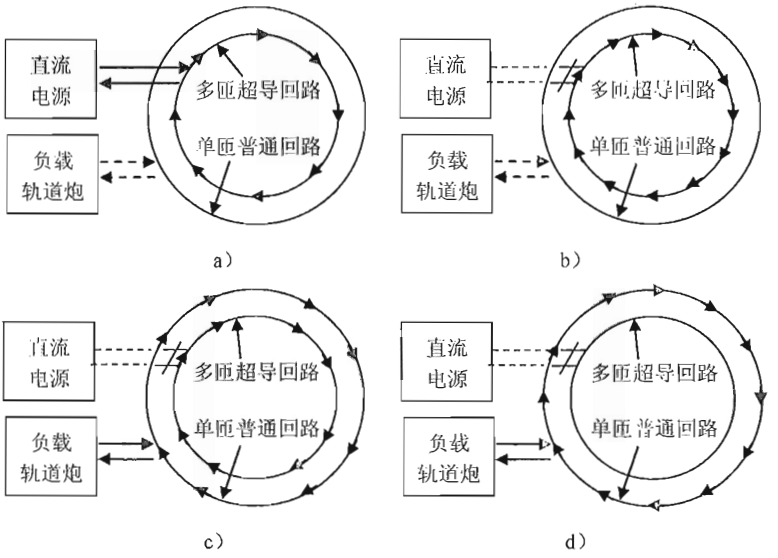


图8-6 MACE系统的工作过程

a）超导回路充电状态；b）超导回路充电完毕时的状态；c）超导回路放电时的状态；d）超导回路放电完毕时的状态

8.2 泵浦电激励的激光武器

激光武器是利用激光束来攻击和毁伤目标的定向能武器。现代一些新概念激光器，特别是大功率的强激光器，多采用电脉冲功率泵浦的方式，即电激励泵浦的方式。电激励泵浦的激光器主要有 CO_2 气体激光器、准分子激光器、自由电子激光器和 X 射线激光器。

8.2.1 泵浦 CO_2 气体激光器

CO_2 激光器是一种气体激光器，其工作介质主要为 CO_2 气体分子，输出激光波长在 10.6μm 附近。普通的 CO_2 气体激光器是在小于 3670Pa 的气体压力下工作的，连续运转时气体压力仅在 100Pa 量级，因此工作气体的粒子密度低，输出功率必然很低。为了提高激光器的激光功率输出，需增大气体压力以提高单位体积内的储能密度。例如，将工作气体压力从 1300Pa 升高到 1 个大气压时，气体粒子密度可由 $10^{16}/cm^3$ 提高到 $10^{18}/cm^3$。但气体压力的增大将导致激活粒子激发态寿命的缩短，为获得粒子数反转的条件，需要在小于激发态寿命的时间内进行激励，才能获得激光输出。

早期的 CO_2 激光器采用纵向放电激励的方式，这给实现高气压下均匀放电激励带来困难，所以后来出现了横向放电激励的方式。纵向放电激励的 CO_2 激光器的电极间距较长，加之气压升高，极间放电电流密度不均匀，激光输出功率受限。而横向放电激励的 CO_2 激光器可大大缩短电极间的距离，降低电脉冲的电压，且可使均匀性放电成为可能。此外，横向放电可增大电极面积，易于实现大体积放电，便于提高激光输出功率。

图 8-7 所示为针电阻型横向放电泵浦的 CO_2 激光器[22]。脉冲功率电源输出端分别与阴极引线和阳极引线相连。对于这种高气压大体积放电的激光器，实现均匀放电异常重要。为了避免放电时空间电荷引起的电场不均匀性，必须使用短脉冲放电。这既要求电脉冲宽度窄，同时又要求保持足够高的泵浦功率。为此，阴极常常做成多针状、条状或网状，阳极则做成光滑的平面。这样，便可实现在大体积内均匀放电。这种结构与普通纵向放电的主要区别在于电极和电源。它的阴极采用了多根（150 左右）针状横向放电的电极结构，每根针串接一个 1kΩ 左右的电阻，起平衡每根针电极放电通道的作用，以防止放电集中于某个针或某几个针上。阳极比阴极长而宽，棒状或条状均可。阴极和阳极分别放置在有机玻璃圆筒形放电

管（图中未画）轴线的上下侧。采用高功率脉冲电源，将调制好的脉冲高电压加在两电极间。谐振腔的腔镜与普通 CO_2 激光器的一样。从图 8－7 可以看出，极间放电方向与激光输出方向互相垂直。当工作气压与环境大气压相近时，可对管壁密封性不作过高的要求，但对管壁材料的电绝缘性能有一定要求；除有机玻璃外，还可采用陶瓷或环氧树脂材料作管壁。

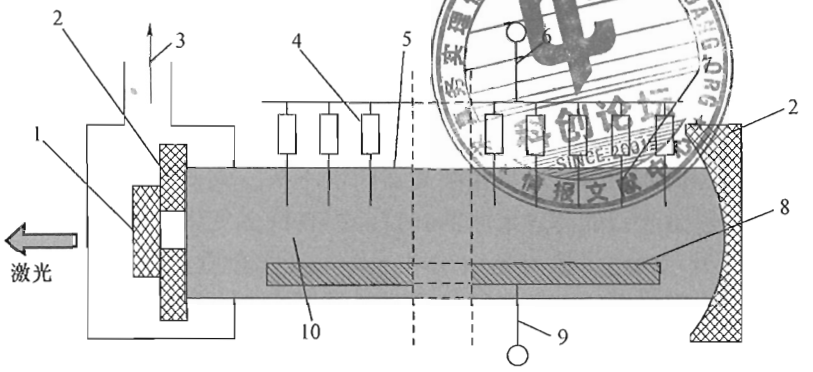


图 8－7　针电阻型横向放电泵浦的 CO_2 激光器

1—红外窗；2—腔镜；3—排气口；4—电阻；5—阴极；6—阴极引线；7—阴极针；8—阳极板；9—阳极引线；10—放电空间

由于这种激光器的针电极结构较难实现完全均匀放电，所以氦（He）的比例应当高一些。工作气体的配比范围较宽，CO_2 ：N_2 ：He 的配比为 1：0.6：36～1：0.7：17。从提高脉冲输出功率方面考虑，不仅工作气体的气压可以进一步提高，而且若采用锁模等脉冲压缩技术能获得很窄的激光脉冲。例如，一个大气压的激光器件，用储声光调制器或饱和吸收体锁模，可获得短于 10^{-9}s 的激光脉冲；若工作气体只引起谱线的均匀加宽，还可能得到 3×10^{-10}s 的光脉冲；而普通的 CO_2 激光器件最多只能得到 10^{-8}s 的锁模激光脉冲。

TEA 型 CO_2 激光器是一种大功率的脉冲激光器件，它将电能转换为激光辐射能，效率可达 30%，光束质量也很好；但它依赖于较庞大的脉冲电源，这是亟待改进的。这种激光器有助于进一步提高激光输出功率。

8.2.2　泵浦准分子激光器

准分子激光器是指利用准分子作为激光工作介质的激光器。所谓准分子是一种人为制造的仅能在激发态以分子形式存在，而在基态则离解为原子的不稳定复合物。准分子激光是由受激准分子从激发态跃迁回基态时产生的。准分子激光器可产生紫外区至真空紫外区的激光辐射。准分子激光

器在工业、医疗、军事、物理和化学等领域有着广泛的应用。

由于准分子基态和激发态寿命都非常短，欲实现有效的粒子数反转，要求泵浦作用必须异常快、泵浦脉冲上升时间非常短、泵浦源功率输出足够高。虽然理论上准分子激光的泵浦方式有电子束直接泵浦、电子束维持的放电激励、纯放电激励、紫外预电离的雪崩放电激励和电爆炸导体激励等，但对高功率准分子激光器最有效的是电子束直接泵浦，其次是大功率放电激励。

1. 电子束泵浦准分子激光器

由于高功率电子束可以达到相当强的泵浦功率密度，能满足许多激活体系对泵浦源的要求，所以早在激光器问世不久，人们就认识到它是紫外和可见光波段激光器的有效泵浦源。目前，有许多气体激光器都使用电子束泵浦（只有自由电子激光器中用电子作为工作介质）。用电子束泵浦气体激光器时，有横向、纵向和同轴泵浦三种型式。在气压不太高、激活体积不太大的情况下，可采用图 8－8 所示的电子束横向泵浦方式，即电子束垂直光轴入射[22]。

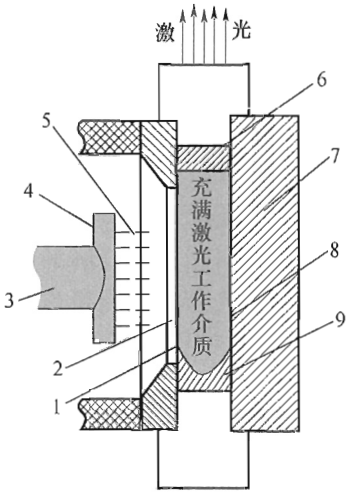


图 8－8　电子束横向泵浦方式

1—铝箔；2—钢制栅极条；3—阴极杆；4—二极管阴极；
5—电子束；6—输出镜；7—阳极；
8—激光腔；9—全反射镜

当脉冲前沿很陡（10ns）的高电压加到冷阴极二极管的阴－阳极间，阴极发射电子，电子通过铝箔片进入光腔，和光腔内的气体分子或原子发生碰撞。这种碰撞有弹性和非弹性之分。在弹性碰撞中电子传给原子或分子的能量很小；而在非弹性碰撞中原子可被激发至高能态，甚至被电离。

在激光介质气体中的能量沉积率高于 1.44MW/cm^2。

电子束的横向泵浦方式可获得较高的泵浦功率密度；但是随着激活介质的“厚度”增大以及电子与气体分子之间的能量交换，使得入射和出射侧的电子能量差别很大，受激辐射变得不均匀。为了消除这种不均匀性，可使用两个电子束相对地射入气室，这不仅可显著地提高向气体耦合的能量效率（达90%），而且还可得到均匀的泵浦。如果用多个电子束从四面八方射向激活区的中心，将会获得更均匀的激发，这就是径向多电子束泵浦。在高气压下电子进入气体的射程很短，此时采用多束径向泵浦的优点愈发明显。如果采用横向泵浦，为使电子能穿透很厚的气体层，将需要更高能量的电子束，这将使得冷阴极二极管及其驱动用脉冲功率电源非常庞大。

当电子束纵向泵浦激光器时，一般需用磁场将电子束引入和引出激活区，多用于气压不太高时的激光器中。电子束的自箍缩效应和气体、箔片引起的散射，是限制激活体积的扩大和影响泵浦效率的主要因素。采用磁场约束电子的方法可以有效地克服这种影响，使电子束截面均匀，对稀有气体单卤化物准分子激光器，仅需 0.1T 的磁场便可显著地减小电子束的扩散效应；但激磁系统的加入使总系统更加庞大和复杂。目前，准分子激光器多采用横向泵浦方式。

2. 放电泵浦的准分子激光器

在无预电离的情况下，为使放电能量有效地耦合到激活介质中去，放电必须在弧光出现之前结束；因此只能以短脉冲电压加在放电电极间运行，脉冲宽度在几十纳秒内。一般集中参数的电容器放电电路不能输出如此窄的脉冲，因此常用图 8－9 所示的 Blumlein 线放电网络。

上、下两块平行金属板构成两个电容器 C_1 和 C_2，中间用隔离电感 L 连接。在直流电源对传输线 C_1 充电时，由于 L 的存在，C_2 也被充电。当充电到额定电压后触发火花间隙 S_1 时，火花隙放电而短路，“消失”的电压波向充电电源方向传播，在传输线上出现电压波的反射、迭加等，最终在光腔两电极间出现短脉冲电压，形成放电电场 E，使工作气体发生电击穿，形成“雪崩”放电。这是一种横向不稳定的快速放电，一旦工作介质气体出现电击穿，随之发生雪崩式的电子急剧增多，放电回路负载（气体）阻抗崩溃，放电电流仅由回路固有参量控制。

随着工作气体压力的增大，电击穿发生困难；加之，为抑制高气压时放电不均匀性所产生的雪崩不稳定性，必对气体进行预电离放电。预电离措施很多，诸如双脉冲预电离、紫外光预电离及电子束控制放电等。

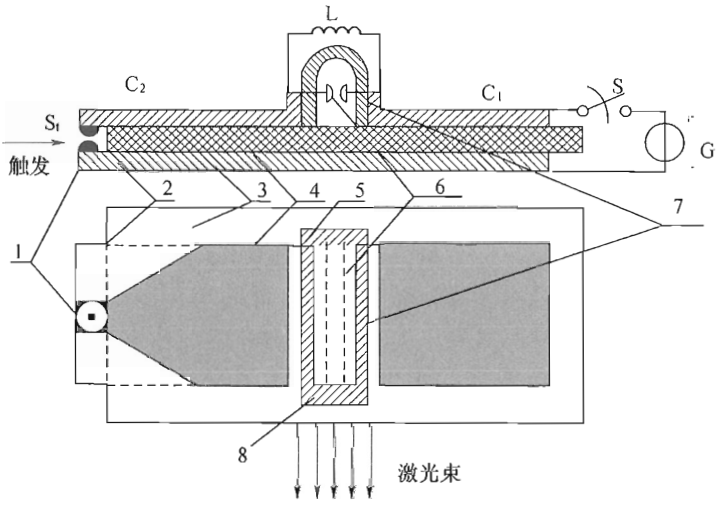


图 8－9　Blumlein 线放电泵浦准分子激光器

1—火花球隙；2—平行板传输线的下平板导体；3—绝缘介质；4—平行板传输线的上平板；5—全反射镜；6—放电电极；7—光腔；8—部分反射镜

8.2.3　泵浦自由电子激光器

自由电子激光器是利用电子束作为激光工作介质的。典型的自由电子激光器是由电子束加速器、波荡器和光学谐振腔组成的。从粒子束加速器引出的电子束进入波荡器；波荡器产生空间周期性的磁场，使电子束在其内摇摆运动。现在波荡器多采用平面式的波荡器，它由极性交错的磁体阵列构成，产生平面式空间周期性的静磁场。自由电子辐射机制是多种多样的，在一定条件下可实现受激辐射而产生自由电子激光。总之，自由电子激光的产生可以说是由高功率粒子束泵浦而得到的。

从自由电子激光产生的方式来看，自由电子激光器有两种工作模式，即激光放大器模式和激光振荡器模式。由于电子束在波荡器磁场中摆动，电子加速度变化，必然辐射电磁波（含激光），这种辐射相当于自发辐射产生的；如果有特定波长的一束激光随电子束一道穿过波荡器，则此时会对该光束放大，这就是自由电子激光放大器的工作模式。如果没有入射的激光束，而采用合适的光学谐振腔，当电子束的增益达到一定程度后，就会使电子束产生的激光在光腔内振荡，这就是自由电子激光振荡器的工作模式。

1. 放大器型自由电子激光器

典型的放大器型自由电子激光器如图 8－10 所示[12]。放大器型自由电

子激光器系统主要包括电子加速器、摇摆器、种子光源等重要部件；此外还包括一些辅助装置，如束流输运、电子束收集和检测装置等。电子束在摇摆器磁场作用下扭摆加速，电子束的加速度变化，于是辐射电磁波，即自由电子激光。

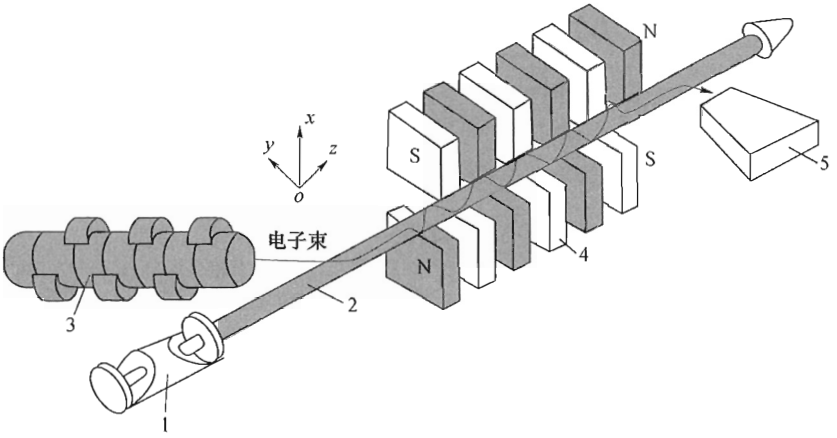


图 8－10　放大器型自由电子激光器
1—种子光源；2—种子激光束；3—脉冲电子加速器；
4—摇摆器磁铁；5—电子束偏转和收集装置

从某种意义上说，自由电子激光是粒子加速器和激光技术相结合的产物。粒子束加速器是自由电子激光系统中一个极为重要的部件。理论分析和实践表明，自由电子激光器对电子束流的要求十分严格，要求束流强、发散度小和能散度小等。一般的粒子加速器是很难提供这类高质量的电子束的。因此，在自由电子激光器系统中，提高强流粒子加速器的性能非常重要。放大器型自由电子激光器系统所用直线感应加速器的主要特点包括：加速束流强，可达 10～100kA 量级，且束流质量较好，几乎能满足高增益和高效率放大器型自由电子激光器的要求；电子束脉冲持续时间长，可达到几十甚至几百纳秒，也适合于放大器型自由电子激光器的运行要求；脉冲重复频率高，可达到千赫兹量级，工作占空因子（脉宽和重复频率之积）较大，可获得高平均功率。

2. 振荡器型自由电子激光器

振荡器型自由电子激光器系统主要由电子加速器、波荡器、光学共振腔和有关的辅助系统构成，如图 8－11 所示[22]。其中加速器可采用射频直线加速器、超导直线加速器，储存环加速器、跑道型回旋加速器和静电加速器等。

振荡器型自由电子激光器和普通激光器一样，它的激光振荡也是靠光

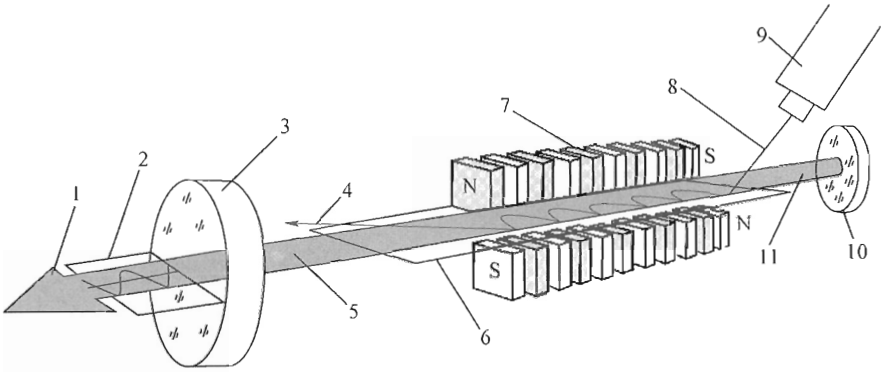


图 8－11　振荡器型自由电子激光器

1—输出激光束；2—偏振平面；3—激光共振腔输出（反射镜及输出耦合）；4—电子束偏转引出；5—内腔激光模式 TEM_{00}；6—虚拟电子扭摆平面；7—平面波振荡器及其磁体；8—电子束偏转注入；9—电子加速器；10—全反射镜；11—激光共振腔

学共振腔来完成的。共振腔由两个或两个以上光学反射镜（有时还有光栅和其他光学器件）组成，图 8－11 所示的共振腔是由两个反射镜组成的，两反射镜分别放在波荡器两端的光学中心轴上。其中一个反射镜的反射率接近 100%，称全反射镜；另一个具有一定的透射能力，光腔内激光的部分功率由此输出，故称输出镜或半反射镜。由加速器出来的电子脉冲束团通过输运系统，由偏转磁铁引入共振腔内，并与在两反射镜之间来回振荡的激光脉冲束团会合（要求二者的时间和空间分布尽量重合），然后一道通过波荡器。若电子的能量和品质以及能散度和发射度都符合要求，则在波荡器内二者相互作用，使激光得到受激放大，则电子束的部分能量转变为激光能量。电子束从波荡器出来后，被另一偏转磁铁引出共振腔。得到增益的激光脉冲束团则继续在两个反射镜之间来回振荡，每次由输入侧进入波荡器时与另一电子束脉冲会合，然后再次一道通过波荡器，使激光脉冲束团再次继续得到受激放大。这类过程无数次地一直继续下去，直到注入的电子束脉冲串终止。因此，在振荡器型自由电子激光器中，光学共振腔的功能是实现光学正反馈作用，通常它具有自激振荡的特点。若激光束通过波荡器一次的增益高于它在共振腔内的损耗，就可以从自发辐射开始起振。必须通过波荡器许多次增益，才能有非相干的自发辐射放大到相干的具有一定功率水平的激光脉冲，然后再经过多次放大逐步达到功率的饱和值。

与放大器型自由电子激光器不同，对振荡器型自由电子激光器不需从外面的种子光源引入种子激光，因此它可独立地实现在较宽波长范围内的连续调谐（改变电子能量和波荡器参数可实现激光波长调谐）。这是振荡

器型 FEL 的一个重要优点。只要设计得当，光学共振腔将具有很强的纵模（激光波长）和横模（激光束的横向分布）的限模能力，即只有沿给定方向上的光束和波长满足共振条件、相干程度较高的光束，才能得到有效的增益。

8.2.4　泵浦 X 射线激光

X 射线激光实际上是波长位于电磁波谱中 X 射线波段的短波长激光，其波长介于 0.01～30nm 之间，其长波区域与超紫外辐射（XUV）区有一部分重叠，其短波区域与 γ 射线长波又有部分重叠。有人将 X 射线分为软 X 射线和硬 X 射线，但这只是大体上的区分，至今并无明确界限，但在研究过程中通常将波长介于 2～30nm 的超紫外辐射和 X 射线都称为软 X 射线激光。

X 射线激光的光子能量等于激光介质中的电子由高能级向低能级跃迁时的能量损失。由于 X 射线激光光子的能量比传统光学激光光子的能量大几个数量级，因此产生 X 射线激光不能用中性原子或分子作激光介质；而只能采用高次离化的离子，因此此时电子跃迁能量才能处于 X 射线波段。为了使中性原子高次离化，必须剥离原子较外层中的许多电子，这需要极高能量的泵浦源。同时，产生激光的另一个条件是：对激光上能级的泵浦速率必须远大于从该能级向下能级跃迁的自发跃迁速率；对于高次离化的离子的高能级，其自发跃迁速率远比中性原子的能级自发跃迁速率大得多。因此，产生 X 射线激光的泵浦源必须提供极高的功率，其功率密度至少应等于或大于 $10^{13}\,W/cm^2$。例如，产生波长 1nm（光子能量为 1keV 量级）的 X 射线激光，所需的泵浦功率密度约为 $10^{17}\,W/cm^2$，并需要维持几百皮秒到几纳秒的时间。对于如此高功率要求，目前只有使用大型高功率光学激光器、强脉冲放电装置、高功率粒子束以及核爆炸作泵浦源。

产生 X 射线波段激光的增益介质一般是高温、高密度的等离子体。例如产生较硬（波长更短）的 X 射线激光武器就是利用核爆炸产生的极高能量把激光介质加热到极高温度的等离子体而产生的，如图 8－12 所示。这是一种筒状结构的泵浦方案，其内部包含激光棒、跟踪望远镜、核弹以及动力装置和制导设备等。除了这种泵浦方案之外，还有一种辐轮状结构的泵浦方案。这里不再详细说明。

下面简要介绍一下毛细管放电泵浦的软 X 射线激光装置。在毛细管放电泵浦 X 射线激光方案中，要想实现粒子数反转、较高激光增益和放大的必要条件是在毛细管中产生稳定和均匀的等离子体，同时必须在压缩的等离子体柱中达到适当的等离子体条件，即要有一定长度、一定持续时间的

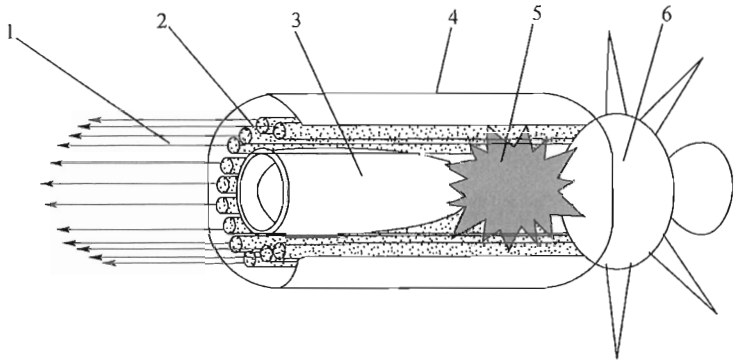


图 8－12　核爆炸泵浦的 X 射线激光武器

1—X 射线激光束；2—激光棒；3—跟踪望远镜；4—壳体；
5—核弹；6—动力装置和制导设备

均匀等离子体区，均匀区内要满足一定的电子温度、离子温度、电子密度和特种离子的丰度条件。如在类氖氩 X 射线激光实验中，必须有高丰度的 Ar^{8+} 离子，电子密度约 $10^{19}/cm^3$ 量级，电子温度约 60eV，要有适当的电子密度分布等。必须采用合适的预脉冲技术，预脉冲电流幅值应在几十安培，持续时间几十微秒，近似直流波形，在主脉冲放电之前在毛细管中形成稳定均匀的等离子体柱，预脉冲与主脉冲之间的延迟时间要在一定范围内可调。另外，要选择适当的边界条件，如毛细管的管壁材料应选用氧化铝或塑料，毛细管长度应能在几厘米到几十厘米之间方便地调节以满足增益实验的需要，直径应为毫米量级以降低轴向等离子体的不稳定性等。因此，要研制的毛细管放电 X 射线激光装置必须能满足上述要求。原则上，能满足上述要求的高功率脉冲电源有多种，但图 8－13 是较为理想的一种。

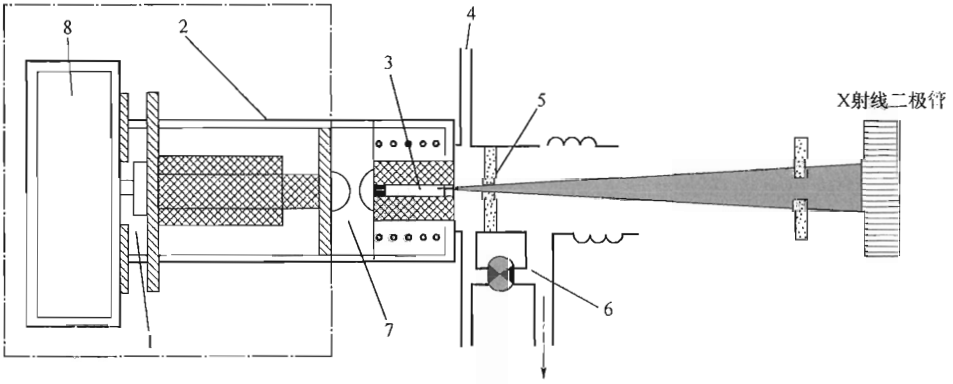


图 8－13　毛细管放电泵浦软 X 射线激光装置

1—主开关；2—Blumlein 传输线；3—毛细管放电室；4—氩气；5—1mm 孔；
6—真空系统；7—预脉冲开关 S；8—Marx 发生器

毛细管放电泵浦软 X 射线激光装置主要由四部分组成，即 Marx 发生器、Blumlein 传输线、毛细管放电室、真空及检测系统，如图 8－13 所示。实验时，先由预脉冲将毛细管内的气体初步电离；Marx 发生器对 Blumlein 传输线进行脉冲谐振充电，充电时间大约 1μs 左右，当传输线充电到它的峰值电压 90% ～95% 时，主开关接通，在由 X 射线管提供预脉冲电离过后，形成一个快前沿（30ns 左右）高压脉冲加到毛细管上；毛细管内预电离形成的等离子体在快脉冲大电流的作用下进行箍缩，形成高温、高密度、高电离的等离子体柱，其中的电子碰撞过程形成相应能级的粒子数反转，在适当条件下即可产生软 X 射线辐射。

8.3　激励电磁脉冲武器

电磁脉冲武器包括一次性使用的电磁脉冲弹和多次重复使用的电磁脉冲干扰机，如高功率微波弹和高功率微波干扰机。它们都需要高功率电脉冲来激励或驱动。这里主要介绍电磁脉冲弹用脉冲功率电源。

由于电磁脉冲弹具有可投掷的优点，因此它对能源和组成部件有严格的小型化要求，使用高能密度的能源是首要的要求。由于反物质的生产和应用尚未达到工程阶段，目前只有两种能源可供电磁炸弹使用，即高能密度炸药和核燃料（装药）。用化学炸药及核装药驱动磁通压缩发生器（MFCG）或脉冲磁流体（MHD）发电机，能产生高功率电脉冲供给电磁炸弹作电源用；或者用它们产生电子束，或者直接激励电磁波。实际上，从杀伤功效上看使用核装药最合理，这里的核能除发电供产生电磁脉冲外，其余部分尚有战术核武器的杀伤功能，构成核电磁脉冲弹。但核爆炸会产生放射性污染，所以其使用受国际社会的制约。因此电磁脉冲弹通常是指利用炸药爆炸驱动的常规电磁脉冲弹。化学炸药或核装药仅是电磁脉冲弹的初级能源，使用时必须把其内部储存的能量变换成高功率电脉冲。

1. 电磁脉冲弹的磁通压缩发生器驱动

电磁脉冲弹是比微波弹频谱更宽的电磁炸弹。法国马特拉公司研制的电磁脉冲弹如图 8－14 所示。这种电磁脉冲弹直径大于 250mm，由数段圆筒外壳构成弹的整体，主要包括制导和电子系统、脉冲电源（能源）以及推进器（如火箭），如图 8－14a 所示。

这实际上是一种特殊的导弹，推进器在制导装置的引导下把电磁炸弹推向目标。当弹接近目标时，指令电源工作。这种弹的电能源包括初始种子电源（热电池或充电的电容器）、炸药驱动的两级通磁压缩发生器（MFCG）

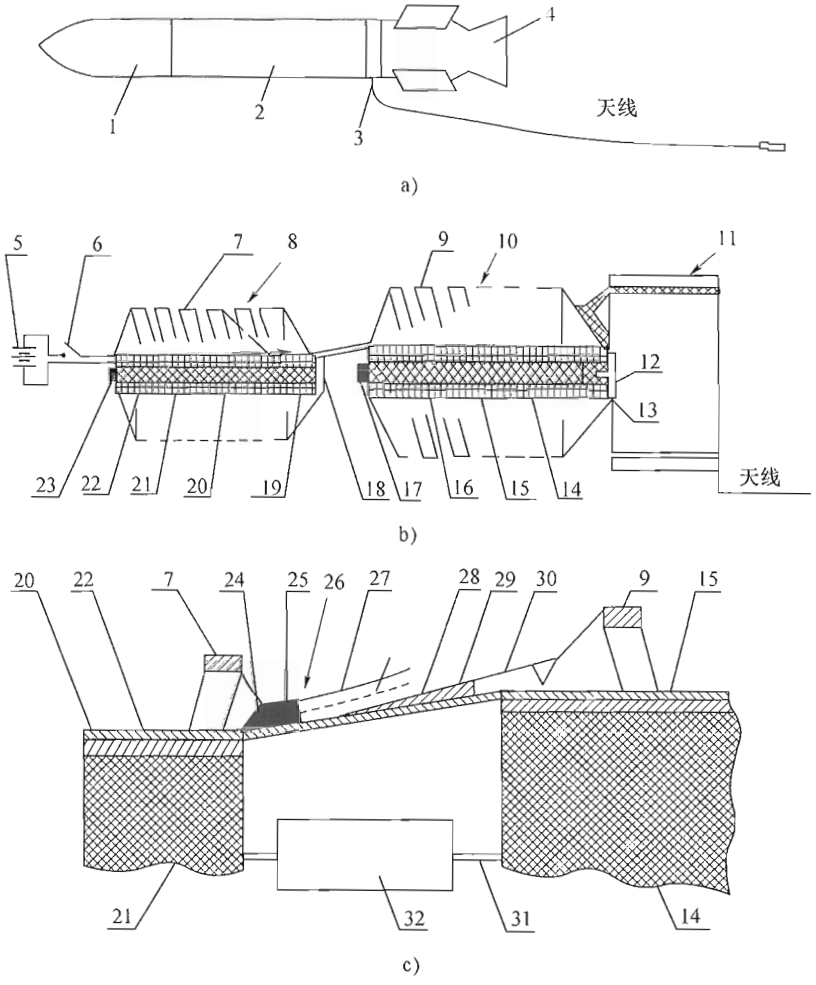


图 8－14　法国马特拉公司研制的电磁脉冲弹

a）电磁脉冲弹的总体组成；b）两级螺旋型 MFCG 的组成；c）改型的两级 MFCG 转换细节

1—制导和电子学系统；2—高功率脉冲电源；3—天线端线圈；4—推进器系统；5—初始种子电源；6，17，23—引信；7—外套筒；8—第一级发生器；9—外套筒；10—第二级发生器；11—空心脉冲变压器；12—短路线；13、19、26—可变形的转换装置；14，21—炸药；15，22—内套筒；16，20—减震筒；18—短路线；22—内套筒；24—导电环带；25—等离子体区；27—锥形筒；28—导电筒；29—靴形绝缘体；30—锥形腔体；31—导火索；32—同步装置

和一台升压空心脉冲变压器，详见图 8－14b。这里的 MFCG 使用储能密度约为 5MJ/kg 的高级炸药，将其近 40% 的化学能转变为电能，可产生

几兆安的脉冲电流，电流上升速率达 1MA/μs 以上。脉冲变压器把 MFCG 和天线的阻抗匹配起来，把低阻抗 MFCG 产生的低电压升高供给高阻抗天线，电压可达几兆伏。天线对目标辐射电磁脉冲，对目标进行杀伤。天线是几米乃至几十米长的导线，平时可折叠装在弹内，待弹行将爆炸时从弹内弹射出来，并借助空气动力学的作用而展开。

这两级螺旋式 MFCG 如图 8－14b 所示。第一级发生器 8 包括由良导体金属带绕卷而成的螺旋线组成发生器外套筒 7、外套筒 7 内同轴放置的导电金属内套筒 22、内套筒内部的炸药 21 以及炸药和内套筒之间的薄壁减震筒 20，其中薄壁减震筒由塑料制成。工作时首先需闭合开关 6，初始种子电源 5 向第一级磁通压缩发生器回路提供种子电流；当种子电流达到最大时，令炸药轴线上的引信 23 引爆炸药而产生爆轰波，爆轰波从内套筒的一端向另一端传播。内套筒常由易变形和电导率高的铝材制作，在炸药爆轰波作用下径向向外膨胀，与外套筒（螺旋线）接触，使第一级磁通压缩发生器回路短路。在炸药爆炸作用的驱动下，使回路电感变小并压缩磁通而做功，把化学能转变为电能，回路中电流急剧增加。

第二级磁通压缩发生器的结构与第一级相同。当第一级达到最大电流时，由转换装置的变形运动切断第一级磁通压缩回路中的短路线，使第一级断路并与第二级串联起来，使第一级的电流流入第二级磁通压缩发生器，作为第二级的种子电流。转换装置是由可变形的电绝缘材料（如聚四氟乙烯）制成，并加工成两面角状，以便切断特制的短路线和灭弧。而第二级磁通压缩发生器内的炸药由定序器控制引信来引爆。第二级发生器的工作原理和第一级相同。第二级磁通压缩发生器内同样包含内套筒、外套筒、炸药、炸药和内套筒之间的薄壁塑料减震筒。可变形的转换装置为 13，在回路主电流上升时可切断短路线 12，以便把电流馈送给空心脉冲变压器 11 的初级。这里所用的脉冲变压器为自耦变压器，其制作方法是：把一种导电性能良好的金属带绕卷成螺旋状，每圈螺线间均用绝缘材料片隔开。变压器的初级是金属导电带的第一圈（匝），与第二级磁通压缩发生器的输出端相连；变压器次级是金属带绕成的全部线圈（匝），并由螺旋中心输出端与天线连接。此变压器可将第二级磁通压缩发生器输出的电压升高到几兆伏，此外还起阻抗匹配作用。因为天线的阻抗比发生器的阻抗高许多。变压器参量依据天线阻抗计算而确定。实际上，天线与基频相匹配，而基频又与变压器产生的脉冲上升时间有关。

天线为几米长，有时也有几十米长的天线，天线的导线可为一扁平线圈，常在线圈端部加一补偿羽片，其作用是当天线从弹体出来后能在空气动力学作用下展开。由于变压器产生几兆伏电压给天线，因此放置变压器

和天线的容器内应充满高压力的 SF_6 或氟利昂气体以绝缘。天线在弹抵达目标前展开，以辐射电磁脉冲杀伤目标。

图 8－14c 对两级磁通压缩发生器之间的转换组件做了改进。转换装置 26 包括一个截锥形导电环带 24，它把第一级发生器在开始时短路，即把导电的锥形筒 27 插入导电环带 24 内；第一级内套筒 22 和第二级内套筒 15 用锥形导电筒 28 电连接起来；第二级发生器外套筒（螺旋线）9 与导电锥形腔体 30 连接，导电锥形腔体 30 伸向第一级，但不与锥形筒 27 接触，而是通过楔形绝缘体 29 与之绝缘；这里使用导火索 31，通过同步装置 32 把炸药 21 和 14 连通，并在适当延时后自动引爆炸药 14。

在第一级的爆轰波尚未完全到达炸药 21 的右端面之前，借助电磁力或爆轰波作用使件 24 脱离第一级发生器，将其断路；然后爆轰波将产生一等离子体区 25，等离子体区 25 沿箭头 f_1 指向向前移动，使锥形筒 27 和导电筒 28 保持电连接。当等离子体到达楔形绝缘体 29 时，锥形筒 27 和导电筒 28 失去电接触，第一级断路；但不久，等离子体又把锥形腔体 30 和锥形筒 27 接通，即把第一级和第二级接通，第一级则向第二级提供种子电流。通过绝缘体 29 的长度和等离子体速度可计算出延迟时间，使同步装置指令导火索引爆炸药 14，使第二级工作，完成第一级磁通压缩发生器向第二级磁通压缩发生器的工作转换。

2. 微波弹的脉冲等离子体磁流体发电机激励

脉冲等离子体磁流体发电机是于 20 世纪 80 年代中期，由一位美国科学家发明的。当时的主要目的就是为了研制微波弹。脉冲等离子体磁流体发电机的结构如图 8－15 所示。这种用做微波弹电源的脉冲等离子体发电机主要包括药筒式燃烧室和发电通道。

脉冲等离子体磁流体发电机是利用炸药的爆轰波对预置的工作气体做功来产生高电导率等离子体的。在这个特殊的药筒式燃烧室中，居中的环形腔内充满工作气体，如 2.1MPa 压力的氢气，使用一钢薄膜密封之。然后把军用炸药，如奥克托（Octol）炸药装入筒内中心和外环腔体内；再把波整形器（小型惰性波整形板）和雷管置于药筒尾部。当引爆炸药后，爆轰波在药筒内向前传播。采用合理的装药结构及波整形器，可使爆轰波的波前同时沿内圆柱和外环腔均匀地向前推进。很高的爆炸压力把环形气体腔压垮并崩塌形成一动态密封。密封面以炸药的爆速向前快速运动，产生很强的冲击波，工作气体被爆轰波加速，激波对腔内工作气体加热，气体被加热和激发成高速（20km/s）运动的等离子体，其电导率约 30kS/m。实验证明，炸药化学能量的 25% ～50% 可转换为等离子体的能量。当以爆轰速度运动的等离子体汇聚到腔的端部时，内圆柱炸药驱动铝活塞进一步

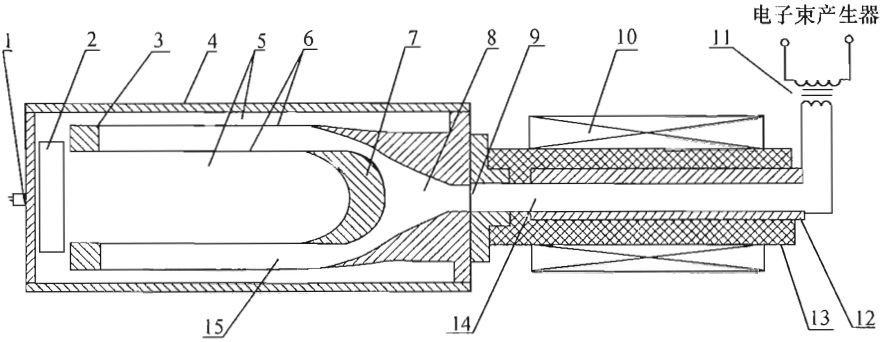


图 8－15　脉冲等离子体磁流体发电机的结构

1—雷管；2—波整形器；3—钢凸缘；4—外钢管；5—高能炸药；6—钢套管；7—铝活塞；8—端腔；9—钢薄隔膜；10—激磁绕组（磁体）；11—脉冲变压器（发电机负载）；12—电极；13—绝缘体；14—发电通道；15—工作气体

冲压和激励这些等离子体，其冲击压力达 3GPa 的氢等离子体冲破钢薄膜片而进入 MHD 发电机的发电通道，迅速膨胀，压力下降至 0.1GPa。在等离子体以约 20km/s 的速度通过发电通道时，变压器初级便有电流通过。电流的脉宽近似等于等子体通过发电通道的时间。因发电机是低阻抗的，所以一般需用脉冲变压器升高电压以与高阻抗负载匹配。

3. MK84 型微波航弹

图 8－16 所示为美国研制的 MK84 型微波航弹的结构示意图。

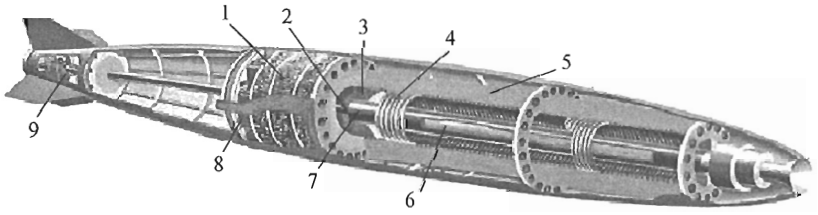


图 8－16　MK84 型微波航弹结构示意图

1—同轴电容器组；2—点火雷管；3—绝缘体；4—定子绕组；5—绝缘层；6—炸药；7—电枢；8—电源；9—GPS 导航系统

MK84 型微波航弹的初级能源采用电池，储存化学能，并利用电池对同轴电容器组进行充电。充电的电容器组向第一级磁通压缩发生器的励磁线圈馈电，使励磁线圈内建立起种子磁通。第一级磁通压缩发生器的输出电流再去激励第二级磁通压缩发生器。第二级磁通压缩发生器输出的脉冲大电流再经脉冲成形网络成形后送至虚阴极振荡器，最后由虚阴极振荡器产生的高功率微波经微波天线定向辐射出去。

8.4 作为粒子束武器的能源

粒子束武器是利用高能粒子束来攻击和毁伤目标的一种定向能武器。粒子束作为武器使用时，对束动能的要求一般介于几十兆到几百兆电子伏特。从束流传输和能量的角度来看，其要求粒子加速器在几微秒内至少产生 10kA 的束流脉冲，而每个脉冲所需的能量在 200kJ ~ 200MJ 之间。这就是说，粒子束武器需要中等能量的强流束流。

由于粒子束武器要求粒子束具有更高的功率，所以不能采用一般的高功率脉冲电源。图 8 - 17 所示为一种粒子束武器方案，它采用了自共振加速器的原理。首先利用小型核弹爆炸加热液态氢产生高磁雷诺数的磁流体，然后使其通过脉冲磁流体（MHD）发电机产生低电压大电流，再经过脉冲变压器升压，直接加到二极管上。这种自共振加速将行波加速和集团加速机制巧妙地结合在一起。几兆电子伏特能量的强流相对论型电子束注入由螺旋管线圈产生的轴向磁场中，使电子在磁场作用下旋转形成一个个电子环。在螺旋管线圈的细腰处，磁场增强，这可把电子环压缩得很小、使环的电荷密度增大，在环附近产生很强的负电场，可达 150MV/m。此时若把低能、几乎静止的质子注入到电子环附近，电子环便俘获质子形成一个个电子 - 质子集团。当电子 - 质子集团由强的轴向磁场进入弱的轴向磁场区域过程中，则电子环在变化的磁场梯度作用下沿轴向越跑越快，而转圈的速度却越来越慢，在这种“放圈”的过程中，电子环原转圈的能量将转变为轴向加速的能量，同时使集团内的质子获得很大的能量（约几百兆电子伏特）。

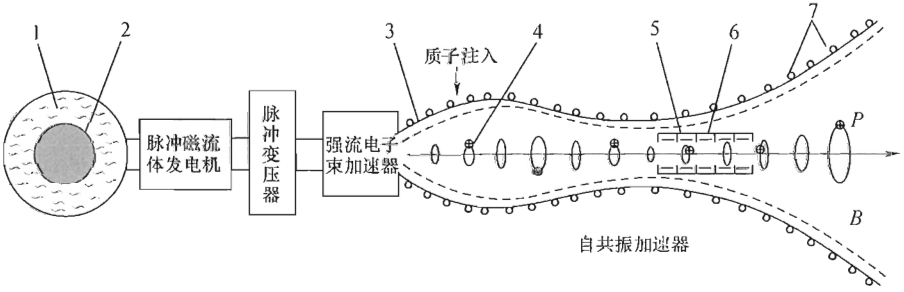


图 8 - 17 一种粒子束武器方案

1—液态氢；2—小型核弹；3—中空的电子环；4—带质子的电子环；5—高频腔；6—高频电场；7—螺旋管线圈

为解决继续加速用的能源问题，使电子团同时通过加有高频电场的共振腔。若电子团总处于减速相位，它就把能量交付给高频场，使电场越来越强，这被称为共振激励；相反，若使电子团总处于加速相位时，它将从电场中吸取能量。因此，应在放圈区设置高频加速腔，使带有质子的电子环和不带质子的空电子环交替地进入共振加速区，并使前者处于加速相位和后者处于减速相位，这样后者把能量交给电场，而电场再把能量转给后来的带质子的电子环，从而把质子加速到更大的能量。在加速过程中，由于电子能量已减低，故可用一个过滤器把电子滤掉，再用漂移管把高能质子流输运出去，作为粒子束武器使用。

8.5 用于电装甲防护领域

在主动电装甲研究领域，法－德圣路易斯研究所（French-German Research Institute of Saint-Louis，ISL）研制了储能50kJ的超小型紧凑型脉冲功率电源模块，模块内主要包含有高储能密度的电容器和大功率半导体开关装置。图8－18所示为该电源模块的实物照片和试验电流波形[64]。

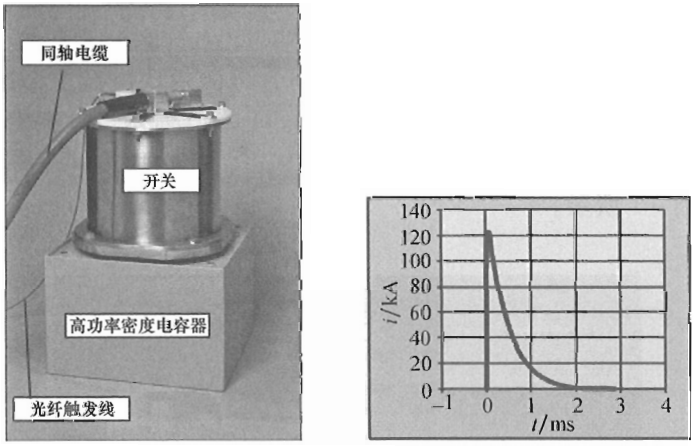


图8－18 储能50kJ的紧凑型脉冲电源模块及试验电流波形
a）50kJ的电源模块；b）试验电流波形

该模块的工作电压为10kV，可产生峰值120kA的脉冲大电流，电流上升时间为90μs，开始放电时的电流上升速率大于3.5kA/μs。为满足10kV工作电压的要求，采用了三个工作电压为4.5kV的半导体闸流管串联的方式。可控硅开关及其触发门电路和圆片状续流二极管被集成为一体，并安

装于屏蔽钢质圆筒中。

该电源模块原理试验电路及参数如图 8－19 所示，可控硅开关 Q_1 采用 ABB 5SPB 36Z1350（多片晶闸管），续流二极管 D_2 采用 ABB DSA-1508-12000（多片二极管），保护二极管 D_1 采用 10 个 ERC 06-15 二极管串联，储能电容器的容量为 865μF。

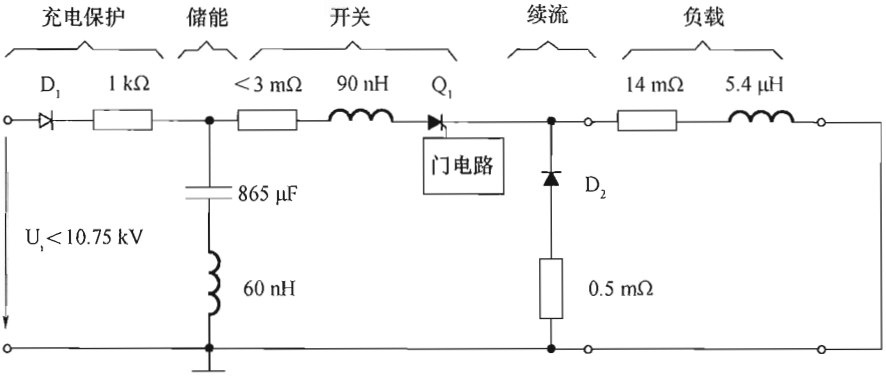


图 8－19　50kJ 紧凑型脉冲电源的试验原理电路及参数

1998—2007 年间，ISL 对储能 50kJ 脉冲电源模块进行了小型化研究，先后研制的具有代表性的脉冲电源模块如图 8－20 所示，电源模块的总高度减小了 62%，总储能密度达到了 1.2MJ/m^3。这些脉冲电源模块的特征参数如表 8－1 所示。

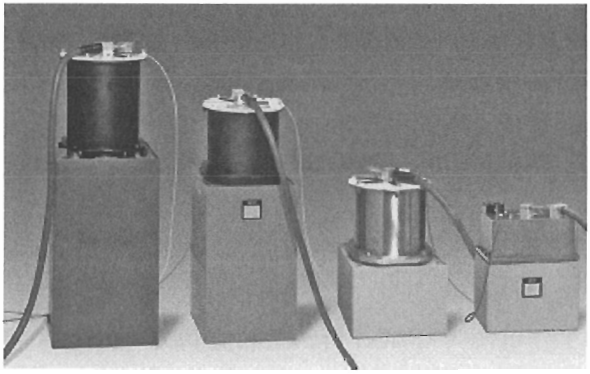


图 8－20　ISL 研制的储能 50kJ 的脉冲电源模块

表 8－1　50kJ 脉冲电源模块的特征参数

年代	模块	电容器	开关	模块高度，m
		容量 $C=865\mu F$	续流二极管 DSA-1508-12000	
		电压 $U_{max}=10.75kV$		
		储能 $E=50kJ$		
		介质体积，dm^3 储能密度，MJ/m^3	晶闸管	
1998 年	PFN-2a	HAEFELY 73.68 0.68	SPYY 36I450X + 3 个环形门电路	1.04
2000 年	PFN-3b	AVX/TPC 58.24 0.86	SPYY 36I450X + 3 个环形门电路	0.87
2001 年	PFN-4b	TPC 27.48 1.82	SPYY 36I450X + 3 个环形门电路	0.53
2004 年	PFN-4d	TPC 27.48 1.82	5SPB 36Z1350 + 3 个销型门电路	0.39

二维方向可控主动电装甲射弹拦截器如图 8－21 所示，由两组平面螺旋驱动线圈和两个脉冲电源模块构成。通过控制电源模块向驱动线圈馈电的先后顺序即可调整其拦截发射方向。

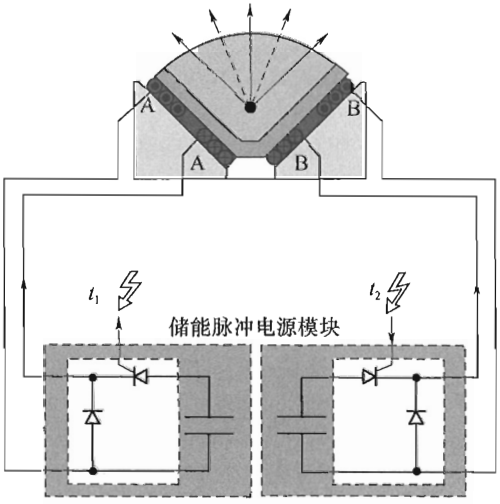


图 8－21　二维方向可控的主动电装甲射弹拦截器原理示意图

参考文献

[1] 张仁豫，陈昌渔，王昌长．高电压试验技术［M］．北京：清华大学出版社，2003.

[2] 刘锡三．高功率脉冲技术［M］．北京：国防工业出版社，2005.

[3] 清华大学电力系高电压技术专业．冲击大电流技术［M］．北京：科学出版社，1978.

[4] 陈景亮，姚学玲，孙伟．脉冲电流技术［M］．西安：西安交通大学出版社，2008.

[5] 王莹．高功率脉冲电源［M］．北京：原子能出版社，1991.

[6] 苏建仓，王利民，丁永忠，宋晓欣．串联谐振充电电源分析及设计［J］．强激光及粒子束，2004，16（12）：1611－1614.

[7] 钟和清，徐至新，邹旭东，朝泽云，李劲，林福昌．软开关高压开关电源研究［J］．高电压技术，2003，29（8）：7－9.

[8] 李振超，宋耀东，陈启明．高压电容器充电电源的研制［J］．电气技术，2010（S1）：13－14.

[9] 姚学玲，陈景亮，孙伟．非线性被试品冲击电流发生回路的研究［J］．高压电器，2005，41（6）：412－415.

[10] 陈景亮，姚学玲，袁梅珍．冲击电流发生器回路参数的仿真计算［J］．电瓷避雷器，2003（4）：40－44

[11] 姚学玲，陈景凉，孙伟．高效率10/350μs冲击电流回路的设计［J］．高电压技术，2005，31（5）：14－15.

[12] 姚学玲，陈景亮．用于非线性电阻片通流容量试验的冲击方波电流源的研究［J］．高压电器，2006，42（2）：87－89.

[13] 黄镜明，姚宗干．高电压试验技术［M］．北京：水利电力出版社，1982.

[14] IEC61643.1－1998. Surge Protective Devices Connected to Low－Voltage Power Distribution System－Part 1：Performance Requirements and Testing Mechods，1998.

[15] GB18802.1－2002. 低压配电系统的电涌保护器（SPD）第一部分：性能要求和试验方法．中华人民共和国国家质量监督检验检疫总局，2003.

[16] GB/T 17626.5. 电磁兼容试验和测量技术：浪涌（冲击）抗扰度试验［S］，1999.

[17] IEC61643－21，Surge Protective Devices Connected to Telecommunication and Signaling Networks. Performance Requirements and Testing Methods，2000.

[18] IEC61000－4－5. Electromagnetic Compatibility（EMC）. Part 4：Testing and Measurement Techniques Section 5：Surge Im munity Test，1995.

[19] GB/T 17626.5－1999. 电磁兼容试验和测量技术：浪涌（冲击）抗扰度试验．中华人民共和国国家标准．国际质量技术监督局，2000.
[20] 姚学玲，陈景亮，孙伟．浪涌保护器带电试验用组合波发生器的设计［J］．高电压技术，2004，30（5）：42－44.
[21] 孙伟，姚学玲，陈景亮．用于防雷器带电试验组合波发生器电路参数的理论计算［J］．高压电器，2006，42（5）：343－345.
[22] 王莹，孙元章，刘开培，等．脉冲功率科学与技术［M］．北京：北京航空航天大学出版社，2010.
[23] T. F. Trost，et al. AD－A039897，1977.
[24] T. M. Bullion，et al. 2nd IEEE Pulsed Power Conference，1979：333.
[25] W. F. Weldon，C. W. Drummond. Compulsators：Principles and Applications. 1989：326－330.
[26] M. L. Spann，S. B. Pratap，M. D. Werst and et al. Compulsator Research at the University of TEXAS at Austin—an Overiew［J］. IEEE Transactions on Magnetics，1989，25（1）：529－537.
[27] S. B. Pratap，M. D. Driga. Compensation in Pulsed Alternators［J］. IEEE Transactions on Magnetics，1999，35（1）：372－377.
[28] M. D. Driga，S. B. Pratap，W. F. Weldon. Advanced Compulsator Design［J］. IEEE Transactions on Magnetics，1989，25（1）：142－146.
[29] 武卫东，李朗如．两相被动补偿脉冲发电机电流脉冲波形仿真研究［J］．中国电机工程学报，1999，19（2）：47－51.
[30] S．B. Pratap，K. T. Hsieh，M. D. Driga，W. F. Weldon. Advanced Compulsators for Railguns［J］. IEEE Transactions on Magnetics，1989，25（1）：454－459.
[31] J. D. Herbst，K. G. Cook，R. A. Kuenast，et al. 9 MJ Range Gun Compulsator Stator Design and Fabrication. IEEE Transactions on Magnetics，1993，29（1）：986－991.
[32] S. M. Manifold，W. G. Brinkman，E. G. Estes. Fabrication of a Rotor for a Field Based，Self－excited Compulsator Power Supply for a 9 MJ Railgun Desmonstator［J］. IEEE Transactions on Magnetics，1993，29（1）：1021－1026.
[33] W. A. Walls，S. B. Pratap，W. G. Brinkman et al. A Field Based，Self－excited Compulsator Power Supply for a 9 MJ Railgun Demonstrator［J］. IEEE Transactions on Magnetics，1991，27（1）：335－340.
[34] Heina Knoepfel. Pulsed High Magnetic Fields. 1970.
[35] 姜公超，译．高电压技术［M］．北京：机械工业出版社，1990.
[36] 曾正中．实用脉冲功率技术引论［M］．西安：陕西科学技术出版社，2003.
[37] 韩旻．强脉冲电流放电技术［M］．北京：清华大学出版社，1989.
[38] 陈维青，曾正中，邹丽丽，等．100kA 微秒级气体火花开关电极材料融蚀研究［J］．强激光与粒子束，2004，16（2）：239－242.
[39] 何孟兵，贺臣，李劲．气体火花开关的电极烧蚀研究［J］．高电压技术，2004，30（10）：54－55.
[40] 何孟兵，王清玲，贺臣，等．旋转电弧对火花间隙开关电极烧蚀的影响［J］．强激光与粒子束，2004，16（11）：1468－1472.

[41] Yao Xueling, Zeng Zhengzhong, Chen Jingliang. Electrode Erosion of a High Impulse Spark Gap Switch [J]. IEEE Transactions on Plamas Science, 2005, 7 (6).

[42] 姚学玲，陈景亮．脉冲电弧对钨铜电极表面侵蚀形态的研究 [J]．高电压技术，2006，32 (7)：21－24.

[43] K. Frank, J. Christiansen. The Fundamentals of the Pseudospark and Its Applications [J]. IEEE Transactions on Plamas Science, 1989, 17 (5).

[44] Micheal Stetter, et al. Investigation of the Different Discharge Mechanisms in Psedospark Switch Discharges [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1995, 23 (3).

[45] A. Gortler, A. Schwandner, J. Christiansen, et al. Investigations of Two－stage－pseudospark Switches for High-current Applications [J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 1995, 42 (11).

[46] T. Mehr, H. Arenz, P. Bickel, et al. Trigger Devices for Pseudospark Switch [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1995, 23 (3).

[47] A. Gortler, et al. Investigations of Pulsed Surface Flashovers for the Triggering of Pseudospark High-power Switches [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17 (5).

[48] C. Braun, et al. Fiber Optical Triggered High－power Low Pressure Glow Discharge Switches [J]. IEEE Transactions on Electrons Devices, 1988, 35 (4).

[49] T. Mehr, H. Arenz, P Bickel, et al. Trigger Devices for Pseudospark Switch [J]. IEEE Transactions on Plamas Science, 1995, 23 (3).

[50] M. Legentil, et al. Corona Plasma Triggered Pseudospark Discharges [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1995, 23 (3).

[51] K. Frank, et al. Mechanism of the Pseudospark Initiation for the Switches with a Trigger Unit Based on Flashover [J]. IEEE 19th international symposium on discharge and electrical insulation in Vacuum, 2000.

[52] 谢建民，陈景亮，邱昌．伪火花放电开关的半导体氧化锌表面放电触发装置的研究 [J]．电工技术学报，2003，18 (4).

[53] 谢建民，邱昌．伪火花放电开关的陶瓷表面放电触发研究 [J]．强激光与粒子束，2003，15 (2)：199－202.

[54] 高本辉，崔素言．真空物理 [M]．北京：科学出版社，1983.

[55] 余岳辉，梁琳．脉冲功率器件及其应用 [M]．北京：机械工业出版社，2010.

[56] 张滨渭，王庆华，高晓波．高压测试技术及设备学术年会论文集 [C]．武汉：中国电机工程学会高电压专业委员会，1992：19－23.

[57] 夏锐，张发强，樊祥，王恩宏．磁致旋光效应测量脉冲大电流技术分析 [J]．光电技术应用，2007，22 (3)：14－17.

[58] 卜胜利，杨瀛海，马静．磁光玻璃光纤的偏振特性及其在全光纤电流传感器中的应用 [J]．磁性材料及器件，2003，24 (5)：32－35.

[59] I. R. McNab, Fellow, IEEE, andF. C. Beach. Navalrailguns [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2007, 43 (1)：463－468.

[60] I. R. McNab. EM Launcher Technology. China Electromagnetic Launch Symposium [J]. Dalian University of Technology, 2004 (9)：18－19.

[61] H. D. Fair. The New Era of Electromagnetic Launch Technology in the United States [J]. China Electromagnetic Launch Symposium. Dalian University of Technology, September 2004 (9): 18 - 19.

[62] A. Sitzman, D. Surls, and J. Mallick. Design, Construction, and Testing of an Inductive Pulsed - Power Supply for a Small Railgun [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2007, 43 (1): 270 - 274.

[63] James R. Powell, George Maise, and J. Paul Farrell. MACE: A Compact Deployable, Lightweight Electric Energy Storage System with Multi - Megamp and Gigajoule Delivery Capability. 978 - 1 - 4244 - 1833 - 6/08©2008 IEEE.

[64] E. Spahn, K. Sterzelmeier, C. Gauthier - Blum, V. Brommer, L. Sinniger, B. Grasser. 50kJ Ultra - compact pulsed - power supply unit for active protection launcher system. 978 - 1 - 4244 - 1833 - 6/08©C2008IEEE.