

大功率毫微秒脉冲的产生

[苏]Г. А. 米夏兹 著

原子能出版社

15-0-22
3.15

大功率毫微秒 脉冲的产生

[苏] Г. А. 米夏兹 著
邵贵荣 译
侯金铭 曹德章 吴铁龙 校

图书馆
赠

邵贵荣

原子能出版社

**ГЕНЕРИРОВАНИЕ МОЩНЫХ
НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

Г.А.Месяц

МОСКВА «СОВЕТСКОЕ РАДЕО»

1974

大功率毫微秒脉冲的产生

[苏] Г.А.米夏兹 著

邵贵荣 译

侯金铭 曹德章 吴铁龙 校

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

原子能出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本787×1092¹/₃₂·印张9¹/₂·字数217千字

1982年6月第一版·1982年6月第一次印刷

印数001—3300·统一书号: 15175·400

定价: 1.25 元

前 言

近年来，科学家和工程师们对大功率毫微秒脉冲的产生方法的兴趣正在增长，因为大功率毫微秒脉冲发生器能够用来解决一系列问题，如产生大功率脉冲激光，建立等离子体快速加热设备，产生大功率电子束等。这种发生器之所以有广阔的应用前景是由于它能在几到几十毫微秒时间内提供几百焦到几兆焦的巨大能量。因此，这种发生器是巨大的功率源。现已建成功率约为 10^{13} 瓦的装置^[814]。

近年来，人们对大功率毫微秒脉冲发生器表现出特殊的兴趣，是因为有可能用这种发生器获得大功率毫微秒电子束。这种电子束在热核聚变和带电粒子集团加速方面的实验中得到了应用，并用来获得硬韧致辐射的大功率脉冲等。高压毫微秒脉冲发生器使得制作多丝火花室——一种新的带电粒子探测器成为现实^[6]。这些设备同样被用于无线电定位、放电快速过程的研究、高速摄影、加速器中快速控制带电粒子流、量子电子学的各个领域以及其它方面。目前，与强电磁场脉冲、带电粒子流或电磁波等有关的现代物理学部门一般几乎没有不采用大功率高压毫微秒脉冲的。因此，许多实验室里正在制造和利用大功率毫微秒脉冲发生器，并在不少科学杂志中出现了许多这方面的文章。

本书的目的不仅在于阐述脉冲产生的方法，而且还要使读者了解电流和电压发生器开关与整形器中的物理过程，以及在电子束发生器二极管中的物理过程并确定这些过程对脉冲参数的影响。这是必须的，因为已知的毫微秒脉冲技术方

面的许多评论或专题学术著作不是已经过时，就是所讨论问题的范围太狭窄。在文献[1—3]中叙述了小功率脉冲的产生方法。文献[4]和[5]中阐述了直到1961年已探讨过的产生脉冲的方法。文献[6]仅仅叙述了高压和超高压毫微秒脉冲发生器，而文献[7]叙述了用冲击电磁波形成脉冲的方法。

本书大部分内容是作者和其他研究人员起初在托木斯克综合技术学院，后来在苏联科学院西伯利亚分院大气光学部继续进行研究的近15年内完成的论文。同时也反映了截止于1972年年底所发表的苏联和国外的某些工作成果。书中尽管对大功率毫微秒脉冲的产生和变换的基本原理作了足够的阐述，但并不追求全面。

本书用不少篇幅（第一至第三章）叙述了毫微秒范围内气体和真空中放电时所发生的物理过程。这些知识对制作发生器的有效元件和制造这些元件时选择电器绝缘来说是必须的。在第四章中分析了传输线中的过渡过程，描述了传输线脉冲发生器电路。第五和第六章叙述了各种类型的大功率毫微秒开关和整形器。第七章介绍了压缩气体中的开关放电发生器。第八章描述了电感储能发生器，第九章叙述了铁氧体发生器。第十和第十一章分析了大电流和超大电流（达 10^6 安）毫微秒脉冲发生器的工作情况。第十二章分析了大功率毫微秒电子束发生器和硬韧致辐射源。

本书基本上采用了国际单位制，但压力单位除外。如果气体压力低于1大气压，则压力单位用毫米汞柱；若气体压力大于1大气压，则以大气压为单位。此外，在大多数情况下，长度单位用厘米。这是因为实际上在放电方面的所有著作中压力和长度都用这些单位。

DOSS/12
内 容 提 要

本书阐述了大功率毫微秒脉冲电压、电流和电子束的产生方法。书中探讨了气体和真空中放电（毫微秒级）时所发生的物理过程，分析了传输线中的过渡过程以及利用各种形式放电器和铁氧体元件制作开关与整形器的原理。书中推导了采用各种有效元件获得大功率毫微秒脉冲波形的计算式，还描述了供大功率毫微秒脉冲电子束发生器用的二极管，以及由这些发生器产生的电子束。

本书供从事研制大功率脉冲装置的工程师和利用窄脉冲电场、磁场及强电子束设备进行工作的物理实验人员使用，也可作为研究生和高等院校师生的参考书。

目 录

前言

第一章 气体击穿的某些规律

- 1-1 概 述..... 1
- 1-2 气体放电 的发展..... 2
- 1-3 火花电流增长的某 些 规 律..... 9

第二章 气体中的毫微秒脉冲放电

- 2-1 毫微秒脉冲放电在各种放电中的 地 位.....15
- 2-2 气体中由大量初始电子引燃的脉冲 放 电.....17
- 2-3 气体中由少量初始电子引燃的脉冲 放 电.....28
- 2-4 外加辐射源激励的气体脉冲 放 电.....32
- 2-5 气体中沿介质 表面 的 脉冲放电.....37

第三章 真空间隙毫微秒脉冲的电击穿

- 3-1 概 述.....42
- 3-2 真空间隙击穿的引 燃45
- 3-3 火花击穿阶段电 流 增长的规律.....49
- 3-4 真空击穿的火花阶段在阴极上的 过 程.....53
- 3-5 火花击穿阶段在阳极上的 过 程.....56
- 3-6 真空中沿介质表面的脉冲 放 电.....57
- 3-7 真空中外加触发引燃的脉冲 放 电.....61

第四章 传输线及其在毫微秒脉冲发生器中的应用

- 4-1 概 述64
- 4-2 接在电路上的传输线中 波 过程的分析.....65
- 4-3 传输线中脉冲的畸 变67
- 4-4 传输线发生器电 路74

4-5	倍压脉冲发生器	80
4-6	非均匀传输线的脉冲变压器	88
第五章 开关和整形器		
5-1	概述	90
5-2	开关工作原理的一般分析	91
5-3	工作在毫微秒级的火花放电器	98
5-4	整形器的结构原理	102
5-5	整形器的类型	107
5-6	切割设备和其它有功元件的类型	110
第六章 具有大量火花间隙的毫微秒脉冲装置		
6-1	串联放电器	114
6-2	具有大量充气微隙的整形器	120
6-3	由气体微隙组成的可控毫微秒开关	124
6-4	用于将电容器精确地接入大功率电容器组的放电器	131
第七章 利用在压缩气体中的火花放电器的毫微秒脉冲发生器		
7-1	概述	136
7-2	储能线发生器中脉冲前沿的计算	137
7-3	电容经火花间隙的放电	144
7-4	脉冲波形校正方法	149
7-5	利用压缩气体放电器的脉冲发生器	152
7-6	倍压脉冲发生器	154
第八章 电感储能大功率毫微秒脉冲发生器		
8-1	概述	161
8-2	用于切断电路的导体的选择	163
8-3	电感储能器接向负载后的工作状态	171
第九章 在用铁氧体元件的线路中毫微秒脉冲的产生		
9-1	概述	176
9-2	铁氧体在脉冲磁场中的特性	176

9-3 冲击电磁波	180
9-4 在毫微秒级电路中作为成形元件的非线性电感	194
第十章 毫微秒大电流脉冲的产生	
10-1 电容器放电的电流脉冲发生器	206
10-2 传输线放电的电流脉冲发生器	208
10-3 雪崩放电器和毫微秒及亚毫微秒脉冲电流的产生	213
10-4 高重复频率脉冲电流发生器	217
10-5 开关元件为利用沿面放电作用的电流发生器	222
10-6 毫微秒脉冲变流器	223
第十一章 超大电流毫微秒脉冲的产生	
11-1 概述	228
11-2 用水作为储能设备的介质	229
11-3 超大电流毫微秒发生器的开关	232
第十二章 大功率毫微秒电子束的产生	
12-1 概述	242
12-2 二极管的伏安特性	244
12-3 利用爆炸发射的电子源	251
12-4 大功率毫微秒电子束发生器的结构	258
12-5 毫微秒脉冲X射线源	266
12-6 大功率毫微秒电子束发生器的其它类型	271
12-7 大功率相对论电子束的传输	273
12-8 大功率相对论电子束的应用	276
参考文献	278

第一章 气体击穿的某些规律

1-1 概 述

绝大多数大功率毫微秒脉冲发生器都用气体火花放电器作为开关。因此，在放电间隙中发生的过程对这种发生器中的脉冲形成过程有很大的影响。放电起始阶段，即从脉冲加入瞬间到电导等离子体开始形成阶段，决定着放电器的动作时间和稳定性。在间隙中形成高电导率的等离子体的速度决定了脉冲前沿的斜率（速度愈高，脉冲前沿愈陡）。脉冲发生器稳定工作的极限频率决定于间隙绝缘强度的恢复时间。此外，在利用放电器时，重要的是要知道火花间隙击穿电压与其它因素的关系。

气体间隙中放电的发展是从阴极附近出现引起雪崩的电子开始的，而这些电子是由碰撞电离过程的电流的连续增长所决定的。在放电间隙中流过的电流 i 按指数规律增长：

$$i = i_0 e^{\alpha x} \quad (1-1)$$

式中： i_0 ——起始时的雪崩电子流， x ——雪崩电子通过的路径长度， α ——碰撞电离系数，它表征一次电子在场强方向通过 1 厘米路程产生的新电子数。有时用系数 η 代替 α ， η 表示一次电子通过 1 伏电位差时形成的新电子数，亦即

$$\eta = \frac{\alpha}{E}$$

1110319

式中, E ——间隙中的电场强度。 η 和 α/p 均为 E/p 的单值函数, 这里 p 表示气体的压力。除了碰撞电离过程外, 在间隙中气体分子还发生其它形式的非弹性碰撞。例如, 伴随着连续发射光子的分子激发或分子过渡到亚稳态。

根据放电继续发展的特点, 存在着以下两种放电机理。

1) 慢速放电机理——汤生机理。这种放电需要形成大量的电子雪崩。

2) 快速流柱机理 (стримерный механизм)。这种放电仅第一次雪崩就导致击穿。有时, 把这种机理叫做通道机理。因为一次电子雪崩直接过渡到流柱放电, 稍后又过渡到火花通道。

此外, 还存在着与上述放电机理不同的放电机理。例如, 在高压毫微秒脉冲作用下, 高压气体 (约 10^3 毫米汞柱以上) 间隙击穿, 需在间隙上加很强的电场 (大于 10^5 伏/厘米)。正如下面所述, 这时的放电机理从本质上讲既与流柱机理有很大不同, 也与汤生机理有很大的区别。或者说, 放电过程开始时与汤生机理相当, 而在结束时出现火花通道。在这种情况下, 结束阶段将能用流柱放电机理来描述。以下将更详细地逐个介绍这些放电机理。

1-2 气体放电的发展

正离子、光子或亚稳原子都能引起阴极二次电子发射。此外, 光子还引起气体光电离。二次电子形成新的雪崩和新的二次电子。当火花间隙上的电压足够高时, 由于间隙的电击穿, 电流增长的过程便结束。间隙的电击穿用间隙上电压下降的程度来表征, 而间隙上的电压下降程度是由阴极和阳

极间导通等离子体的形成来决定的。气体放电物理学的基本问题之一，就在于解释阴极和阳极之间的高电导率是如何建立的。

在汤生放电机理中，阴极的二次电子发射和电子雪崩产生的连续过程起主要作用^[8, 9]。如果二次电子是由于正离子轰击阴极而产生的，那么对均匀场，通过阳极的电子流 i 由下式决定：

$$i = \frac{i_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1-2)$$

式中： d ——火花间隙的长度； i_0 ——由任何外电源建立的来自阴极的电子流； γ ——一个正离子到达阴极引起的二次电子数。

当 $\gamma = 0$ 时，(1-2) 式变为 (1-1) 式。如果二次电子发射是由于光子作用形成的，则获得的电流表达式接近于 (1-2) 式^[8]。因此，现在人们采用各种不同的二次电子发射系数 γ 来表征。它们都是 E/p 的函数，并决定于气体的种类、阴极材料及其表面状态。

根据汤生理论，(1-2) 式的分母变为零是放电产生的条件。这时，

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1-3)$$

通常， $e^{\alpha d} \gg 1$ ，因此，(1-3) 式采用下面的形式：

$$\gamma e^{\alpha d} \approx 1 \quad (1-4)$$

如果 $\gamma e^{\alpha d} < 1$ ，则放电将是非自持的。这时，如果起始电流 i_0 减小到零，则放电电流 i 就停止了。若 $\gamma e^{\alpha d} \approx 1$ ，则由一个雪崩电子在放电间隙中进行一次雪崩所产生的离子数 $e^{\alpha d}$ 可以形成一个二次电子，它使放电继续发展，因此放电将是

自持的。在汤生放电机理中，近似式 (1-4) 是放电点燃的条件。当气体间隙中的电场强度增大到比由 (1-4) 式得到的场强大时，我们得到 $\gamma e^{\alpha d} > 1$ 。此时，由于雪崩的连续产生，电离带有积累特性。所以，放电发展速度将随 $\gamma e^{\alpha d}$ 的增大而增加。

如果已知关系式 $\frac{\alpha}{p} = F_1\left(\frac{E}{p}\right)$, $\gamma = F_2\left(\frac{E}{p}\right)$, 则 (1-4) 式可用于确定放电间隙的击穿电压。当放电引燃电压 $U = Ed$ 时，将上述值代入 (1-4) 式，则得：

$$F_2\left(\frac{U}{pd}\right) e^{p d F_1\left(\frac{U}{pd}\right)} = 1 \quad (1-5)$$

因而由 (1-5) 式得出结论：

$$U = F(pd) \quad (1-6)$$

在汤生理论出现之前，关系式 (1-6) 的正确性就已被实验所证明了。这种关系称为巴申 (Пашен) 定律。这个定律归纳为：如果放电间隙的长度和气体压力之积是常数，则击穿电压值同样是常数。图 1-1 表示了若干气体的巴申曲线。

在利用具体函数 $F_1(E/p)$ 和 $F_2(E/p)$ 的条件下，汤生理论只在低气压时正确地给出了 U 与 pd 之间的关系。当气体压力较大和电压较高时，同样服从巴申定律，但是，按照汤生理论得出的 $U = F(pd)$ 的理论曲线与实验曲线不相符。

流柱放电机理与汤生放电机理的主要区别，在于流柱放电中的雪崩空间电荷能自己转变为等离子体。我们已经研究了它的发展^[8-10]。雪崩中的电子，不仅引起碰撞电离，而且还激励气体分子和原子。当受激分子和原子还原到基态时

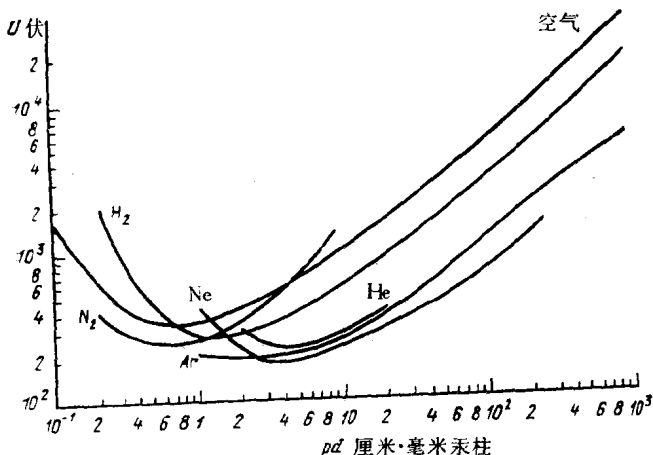


图1-1 各种气体的击穿电压与 pd 乘积的关系 (巴申曲线)

就发射光量子, 这些光量子又引起气体的光电离而出现光电子。电子雪崩到达阳极后, 留在阳极表面附近的某些正离子电荷建立起强度为 E_1 的附加电场。在阳极附近产生的光电子向具有电场强度为 $(E_1 + E)$ 的正空间电荷移动。这里 E 是外加电压 U 形成的场强。若 E_1 接近 E 值, 则光电子到达正空间体电荷区后, 得以建立起新的雪崩, 以补偿位于阳极附近的离子电荷, 这样便导致了传导等离子体的建立。在光电子雪崩作用下, 重新产生的正离子和光电子如上述那样起作用, 因此, 称为正向流柱放电的等离子体柱迅速向阳极方向扩展。廖捷尔 (Рётер) 和米克 (Мик) 定义了流柱放电产生的条件为 $E_1 = kE$ (式中 k 大约为 1 的系数)。当雪崩还没有到达阳极时, 如果将更高的电压加于气体间隙, 就能满足这个条件。在这种情况下, 在电极之间的空间便产生了流柱放电, 并且将向阴极和阳极扩展。向阳极传播的流柱放电称

为负流柱放电。

在均匀场中，流柱放电的传播速度为 10^8 厘米/秒。雪崩电子数是按指数规律〔(1-1)式〕增长的。当雪崩所产生的离子空间电荷的场可以与外加电场进行比较时，雪崩中的电子数称为临界电子数 $N_{\text{临界}}$ ，而雪崩长度 $x_{\text{临界}}$ 称为临界长度。产生流柱放电的经验公式可以写成下面的形式〔9〕：

$$\alpha x_{\text{临界}} \approx 20 \quad (1-7)$$

利用(1-7)式，可以计算放电形成时间。若假定放电形成时间基本上等于雪崩发展到临界值的时间，则

$$\tau_p \approx \frac{x_{\text{临界}}}{v_-} \approx \frac{\ln N_{\text{临界}}}{\alpha v_-} \quad (1-8)$$

式中 v_- ——雪崩中电子的漂移速度。

对于空气，在 $40 < \frac{E}{p} < 140$ 伏/厘米·毫米汞柱范围内，关

系式 $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ 可以用下面的近似式来表达：

$$\frac{\alpha}{p} = A\left(\frac{E}{p} - B\right)^2 \quad (1-9)$$

式中： $A = 1.17 \times 10^{-4}$ 厘米·毫米汞柱/伏²， $B = 32.2$ 伏/厘米·毫米汞柱。

氮气中，在 $130 < \frac{E}{p} < 3000$ 伏/厘米·毫米汞柱范围内，

电子漂移速度的经验公式为：

$$v_- = C_1 \sqrt{\frac{E}{p}} \quad (1-10)$$

式中 $C_1 = 3.3 \times 10^8$ 厘米^{3/2}·毫米汞柱^{1/2}/秒·伏^{1/2} *; 而在 $130 > \frac{E}{p} > 10$ 伏/厘·毫米汞柱范围内,

$$v_- = C_2 \frac{E}{p} \quad (1-11)$$

式中 $C_2 = 3.3 \times 10^5$ 厘米²·毫米汞柱/秒·伏。对于空气, 函数关系 $v_- \left(\frac{E}{p} \right)$ 接近于 (1-10) 和 (1-11) 式。考虑到 (1-9) —

(1-11) 式, 由 (1-8) 式得出结论: 在 1 大气压和电场强度超过 50 千伏/厘米时, 放电形成时间 $\tau_p < 10^{-8}$ 秒, 并随着场强的增大而减小。如果是脉冲电压加到火花间隙上, 场强可以增大。

总的脉冲击穿延迟时间, 除了放电形成时间 τ_p 外, 还包括平均统计延迟时间, 或者说是将电压加到间隙的瞬间到出现“有效”雪崩电子瞬间的时间间隔。平均统计延迟时间用 σ_0 表示。

统计延迟时间与间隙的初始电离强度或对它的照射强度有关。假如 i_0 为间隙中的起始电流, 而 W 为一次电子建立起雪崩的几率, 则具有延迟时间 t (或更大) 的放电次数由下面的公式确定^[9, 8]:

$$n = n_0 e^{-W i_0 (1 - \tau_p)} \quad (1-12)$$

式中: n_0 ——总的放电次数; τ_p ——放电形成时间。对于流柱放电, τ_p 由 (1-8) 式确定。击穿平均统计延迟时间则为:

$$\sigma_0 = \frac{1}{W i_0} \quad (1-13)$$

* 原文误为: $C_1 = 3.3 \times 10^6$ 厘米^{3/2}·毫米汞柱^{1/2}/秒·伏。——译者

W 值随间隙中过电压的增大而增加, 在 1.5—2 倍过电压时 (这与气体的种类有关), $W = 1$ 。这时, 根据 (1-13) 式, $\sigma_0 = 1/i_0$ 。这个公式广泛地用于根据测量延迟时间的办法来测量阴极电子流。

由 (1-13) 式得出如下结论: 为了减少击穿统计延迟时间, 必须增大雪崩电子流 i_0 。为此, 可以利用汞弧管、火花或电晕放电的紫外线辐射及放射性材料的射线或 X 射线等。用紫外光照射阴极引起了阴极的光电效应, 并急剧地增大了起始电子数。当光电流密度为 10^{-12} 安/厘米² 时, 1 秒内由 1 平方厘米阴极表面释放出的电子数等于 6×10^8 。阴极受到很强的照射 (光电流密度为 $10^{-9}—10^{-10}$ 安/厘米²) 时, 气隙中形成起始空间电荷并降低击穿电压。

在没有专用辅助电子源时, 放电可用阴极自身产生的电子进行引燃。可以指出如下一些阴极引燃电子源:

1) 由接在阴极表面的介质联结处形成的电子发射^[9, 8] [马尔津 (Мальтер) 效应是经过阴极介质膜的反常发射。派托夫 (Пэтов) 效应是由阴极上介质联结处的电荷增强的自发射]。在利用轻的氧化物阴极时, 这种发射作用特别大。

2) 奇异电子发射。这是紫外线、X 射线以及辉光放电对金属和非金属晶体表面进行力学作用后的电子发射 [有时称为“克拉麦尔 (Крамер) 效应”]^[12]。当电极不进行特殊处理时, 阴极奇异电子流密度不超过 100—1000 电子/厘米²·秒。在毫秒脉冲作用下, 这种电子流只对击穿过程产生影响。

3) 电子通过位垒时引起的自电子发射。特别是当场强接近 10^5 伏/厘米或更大时, 这种发射是主要的雪崩电子源。