



(12) 发明专利

(10) 授权公告号 CN 102771195 B

(45) 授权公告日 2015.02.11

(21) 申请号 201180010886.2
 (22) 申请日 2011.02.02
 (30) 优先权数据
 102010008992.3 2010.02.24 DE
 (85) PCT国际申请进入国家阶段日
 2012.08.24
 (86) PCT国际申请的申请数据
 PCT/EP2011/051463 2011.02.02
 (87) PCT国际申请的公布数据
 W02011/104078 DE 2011.09.01
 (73) 专利权人 西门子公司
 地址 德国慕尼黑
 (72) 发明人 O. 希德 T. 休斯
 (74) 专利代理机构 北京市柳沈律师事务所
 11105
 代理人 谢强

(51) Int. Cl.
 H05H 5/04 (2006.01)
 H05H 5/06 (2006.01)
 (56) 对比文件
 EP 0412896 A1, 1991.02.13,
 US 4393441 A, 1983.07.12,
 JP 特开 2005-228494 A, 2005.08.25,
 CN 1398505 A, 2003.02.19,
 CN 1318970 A, 2001.10.24,
 US 2887599 A, 1959.05.19,
 US 5821705 A, 1998.10.13,
 JP 特开 2006-174463 A, 2006.06.29,
 I. Boscolo 等. A Tunable Bragg Cavity
 for an Efficient Millimeter FEL Driven by
 Electrostatic Accelerators. 《Appl. Phys.
 B》. 1993, 第 57 卷

审查员 刘时雄

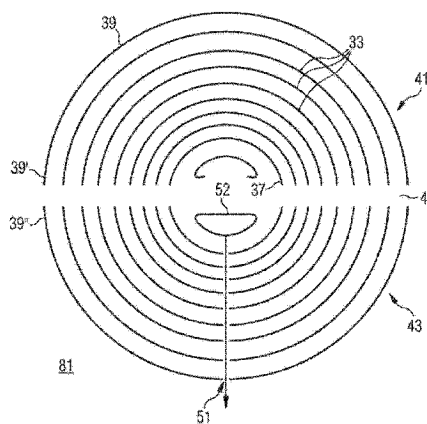
权利要求书1页 说明书16页 附图7页

(54) 发明名称

直流电压 - 高压源和粒子加速器

(57) 摘要

本发明涉及一种用于提供直流电压的直流电压 - 高压源(81), 具有: 电容器堆, 具有能够处于第一电势的第一电极(37), 与第一电极同心设置并且处于不同于第一电势的第二电势的第二电极(39), 以及多个同心设置的中间电极(33), 所述中间电极在第一电极(37) 和第二电极(39) 之间相互同心地设置, 并且能够处于逐渐增大的电势级序列, 所述电势级序列介于第一电势和第二电势之间, 开关设备(35), 利用该开关设备将电容器堆的电极(33, 37, 39) 连接起来, 并且该开关设备构成为使得在该开关设备(35) 运行时将电容器堆的相互同心设置的电极(33, 37, 39) 置于逐渐增大的电势级, 其中电容器堆的电极(33, 37, 39) 的距离朝着中心电极(37) 逐渐减小。此外本发明还涉及一种包括了这样的直流电压 - 高压源的加速器。



CN 102771195 B

1. 一种用于提供直流电压的直流电压 - 高压源 (81), 具有 :
电容器堆, 具有
 - 能够处于第一电势的第一电极,
 - 与第一电极同心设置并且处于不同于第一电势的第二电势的第二电极, 以及
 - 多个同心设置的中间电极, 所述中间电极在第一电极和第二电极之间相互同心地设置, 并且能够处于一系列逐渐增大的电势级, 所述电势级介于第一电势和第二电势之间,开关设备 (35), 利用该开关设备将电容器堆的电极连接起来, 并且该开关设备构成为使得在该开关设备 (35) 运行时将电容器堆的相互同心设置的电极置于逐渐增大的电势级,
其中电容器堆的电极的距离朝着中心电极逐渐减小。
2. 根据权利要求 1 所述的直流电压 - 高压源 (81), 其中开关设备 (35) 构成为, 使得电容器堆的电极能从外部借助泵交流电压充电, 并由此被置于逐渐增大的电势级。
3. 根据权利要求 1 所述的直流电压 - 高压源 (81), 其中朝着中心电极逐渐减小的、电容器堆的电极的距离被选择为, 使得在相邻的电极之间构成保持不变的场强。
4. 根据权利要求 1、2 或 3 所述的直流电压 - 高压源 (81), 其中所述开关设备包括高压级联 (35)。
5. 根据权利要求 1、2 或 3 所述的直流电压 - 高压源 (81), 其中所述电容器堆通过穿过电极延伸的缝隙 (47) 分为两个相互分离的电容器链 (41, 43)。
6. 根据权利要求 5 所述的直流电压 - 高压源 (81), 其中所述开关设备包括将两个相互分离的电容器链 (41, 43) 相互连接并且设置在所述缝隙 (47) 中的高压级联 (35)。
7. 根据权利要求 6 所述的直流电压 - 高压源 (81), 其中所述高压级联 (35) 是格莱纳赫级联或科克罗夫特沃尔顿级联。
8. 根据权利要求 1、2 或 3 所述的直流电压 - 高压源 (81), 其中所述开关设备 (35) 包括二极管 (49)。
9. 根据权利要求 1、2 或 3 所述的直流电压 - 高压源 (81), 其中所述电容器堆的电极被形成为, 使得这些电极位于椭圆表面上或者位于圆柱体表面上。
10. 根据权利要求 1、2 或 3 所述的直流电压 - 高压源, 其中所述中心电极 (37) 嵌入到固体的或液体的绝缘材料中。
11. 根据权利要求 1、2 或 3 所述的直流电压 - 高压源 (81), 其中通过高真空对所述中心电极绝缘。
12. 一种用于对带电粒子进行加速的加速器, 包括根据上述权利要求 1 至 11 之一所述的直流电压 - 高压源 (81),
其中存在加速通道 (51), 其通过至电容器堆的电极中的开口形成, 从而能够通过加速通道 (51) 对带电粒子进行加速。
13. 根据权利要求 12 所述的加速器, 其中粒子源 (52) 设置在所述中心电极内。

直流电压 - 高压源和粒子加速器

技术领域

[0001] 本发明涉及一种直流电压 - 高压源和一种粒子加速器,所述粒子加速器具有由同心设置的电极组成的电容器堆。

背景技术

[0002] 存在很多需要高的直流电压的应用。一种应用例如是粒子加速器,其中将带电的粒子加速到高能量。除了对于基础研究的意义之外,粒子加速器还在医学中以及对于很多工业用途具有越来越重要的意义。

[0003] 迄今为了制造在 MV 范围中的粒子束而使用线性加速器和回旋加速器,它们大多是非常复杂且昂贵的设备。

[0004] 已知粒子加速器的一种形式是具有直流电压 - 高压源的所谓静电粒子加速器。在此向待加速的粒子施加静态电场。

[0005] 已知例如借助多次前后连接(级联)的格莱纳赫(Greiner)电路通过对交流电压的加倍和整流产生高直流电压并且由此提供强电场的级联加速器(也称为科克罗夫特沃尔顿(Cockcroft-Walton)加速器)。

发明内容

[0006] 本发明的任务在于说明一种直流电压 - 高压源,其在具有紧凑的结构的同时实现特别高的可达直流电压并且同时在高压电极周围实现有利的场强分布。本发明此外还基于以下任务,即说明一种用于对带电粒子进行加速的加速器,该加速器在具有紧凑的结构的同时具有特别高的可达粒子能量。

[0007] 本发明通过独立权利要求的特征解决。有利的扩展在从属权利要求的特征中。

[0008] 本发明的用于提供直流电压的直流电压 - 高压源具有:

[0009] 电容器堆,具有

[0010] - 能够处于第一电势的第一电极,

[0011] - 与第一电极同心设置并且处于不同于第一电势的第二电势的第二电极,使得能在第一电极和第二电极之间构成电势差,以及

[0012] - 多个同心设置的中间电极,所述中间电极在第一电极和第二电极之间相互同心地设置,并且可以处于一系列逐渐增大的电势级,所述电势级介于第一电势和第二电势之间。

[0013] 开关设备将电容器堆的电极 - 也就是第一电极、第二电极以及中间电极 - 连接起来,并且构成为使得在该开关设备运行时将电容器堆的相互同心设置的电极置于逐渐增大的电势级。电容器堆的电极按照以下方式设置,即电容器堆的电极的距离朝着中心电极逐渐减小。

[0014] 本发明所基于的认识是,使得可以出现高压源的尽可能有效的、即节省空间的配置,并且在此过程中同时提供这样的电极装置,该电极装置使得可以在高压源中实现有利

的场强分布的同时实现简单的可充电性。

[0015] 同心的设置总的来说实现了紧凑的结构。高压电极在此可以是在同心设置中位于中心的电极,而外面的电极例如可以是地电极。为了有利地利用在内电极和外电极之间的体积,将多个同心的中间电极置于连续增大的电势级。所述电势级可以被选择为,使得在整个体积的内部产生最大程度均匀的场强。

[0016] 此外,所设置的中间电极提高击穿场强极限,从而可以比没有中间电极时产生更高的直流电压。其基础是,真空中的击穿场强大致与电极距离的平方根成反比。所实施的用于使直流电压 - 高压源内部的电场更均匀的中间电极同时有益于有利地提高可能的、可达到的场强。

[0017] 电极到高压源的中心的逐渐减小的距离与第一和第二电极之间尽可能均匀的场强分布相反。因为通过逐渐减小的距离,靠近中心的电极必须具有更小的电势差,以便在高压电极周围达到最大程度恒定的场强分布。但是,更小的电势差可以通过将电极相互连接的开关设备简单地实现,如果通过电极经由开关设备充电的话。在充电时可能由于开关设备而出现的损耗可以通过逐渐减小的电极距离拦截,所述损害是由于开关设备的元件本身是有损耗的并且在更高的电势级的情况下加强。

[0018] 因此,电容器堆的电极与电极的距离朝着中心电极逐渐减小并且尤其是可以被选择为,使得在相邻的电极之间形成基本上恒定的场强。这例如可能意味着,一个电极对之间的场强比相邻电极对的场强相差小于 30%,小于 20%,尤其是小于 10%或尤其是最多相差小于 5%,尤其是在去负荷的情况下。由此得到的是在电容器堆内的电击穿放电概率也基本上恒定。如果去负荷情况保证以最小的击穿概率进行稳定的运行,则在一般情况下在直流电压 - 高压级联的运行情况下(例如在作为用于粒子加速器的电压源运行时)也保证更可靠的运行。

[0019] 开关设备有利地构成为,使得电容器堆的电极可以从外部、尤其是通过最外面的电极借助泵交流电压充电,并由此被置于朝着中心电极逐渐增大的电势级。

[0020] 如果这种直流电压 - 高压源例如用于产生粒子(诸如电子、离子、基本粒子 - 或一般来说带电粒子)的射线,可以在紧凑的结构的情况下实现 MV 范围中的粒子能量。

[0021] 在一种有利的实施方式中,开关设备包括高压级联,尤其是格莱纳赫(Greinacher)级联或科克罗夫特 - 沃尔顿(Cockcroft-Walton)级联。利用这种设备可以借助比较小的交流电压对电容器堆的电极、也就是第一电极、第二电极以及中间电极进行充电以产生直流电压。所述交流电压可以施加在最外面的电极上。

[0022] 该实施方式基于产生高压的想法,例如通过格莱纳赫整流器级联所实现的。在所采用的加速器中,电势能用于转换粒子的运动能,其方法是在粒子源和加速距离的末端之间施加高的电势。

[0023] 在一种实施变型中,电容器堆通过穿过电极延伸的缝隙分为两个相互分离的电容器链。通过将电容器堆的同心电极分为两个相互分离的电容器链,可以有利地将两个电容器链用于形成诸如格莱纳赫或科克罗夫特 - 沃尔顿级联的级联开关设备。在此,每个电容器链是一种自身相互同心设置的(子)电极的装置。

[0024] 在将电极堆形成为球壳堆的情况下,例如可以通过沿着赤道的截面进行所述分离,该截面然后导致两个半球堆。

[0025] 电容器链的各个电容器可以在这种电路中被充电到用于对高压源充电的初级输入交流电压的峰到峰电压,从而在壳厚度恒定的情况下通过简单的方式实现上述电势平衡、均匀的电场分布以及由此实现绝缘距离的最佳利用。

[0026] 按照有利的方式,包括高压级联的开关设备可以将两个相互分离的电容器链相互连接,并且尤其是设置在所述缝隙中。用于高压级联的输入交流电压可以施加在电容器链的两个最外面的电极之间,因为例如可以从外部接近这两个电极。然后整流器电路的二极管链可以被设置到赤道缝隙中以及由此按照节省空间的方式设置。

[0027] 借助将电极堆通过缝隙分为两个相互分离的电容器链的实施方式中,可以再次阐述通过朝着中心逐渐减小的电极距离而达到的优点。

[0028] 两个电容器链基本上表示用于泵交流电压的波导(“transmission line”,传输线)的电容性电荷阻抗。两个电容器链堆之间的电容就像分路阻抗那样发挥作用,此外波导通过交流电流的分布式抽取-以及该交流电流借助二极管向电荷和负载直流电流的转换-双倍衰减。因此交流电压幅度与高压电极相反地下降并且由此每个径向长度单位获得的直流电压也下降。如果在这种情况下使用恒定的壳距离或电极距离,则内部电极之间的电压以及由此在内电极之间的电场更小,并且绝缘距离被低效地使用。通过逐渐减小的电极距离可以防止这一点。通过电极距离朝着高压电极逐渐减小,还可以将内部电极置于恒定的高电场强下。在此可以同时减小内部的二极管的耐压强度。

[0029] 电容器堆的电极可以被形成为,使得这些电极位于椭圆表面上,尤其是位于球表面上,或者位于圆柱体表面上。这些形状在物理上是有利的。特别有利的是如在空心球或球形电容器情况下那样选择电极的形状。例如与在圆柱体情况下类似的形状也是可行的,但是后者通常具有不太均匀的电场分布。

[0030] 壳状的电势电极的很小的电感允许应用高的运行频率,从而尽管各个电容器的电容相对很小但是电压下降在电流消耗时也是有限的。

[0031] 中心的高压电极可以嵌入到固体的或液体的绝缘材料中。

[0032] 另一种可能在于通过高真空对中心的高压电极绝缘。中间电极也分别通过真空相互绝缘。使用绝缘材料存在以下缺点,即这些材料在通过直流电场施加负荷的情况下易于发生内部电荷的拥塞-所述内部电荷尤其是通过在加速器运行时的离子化射线引发。拥塞的、迁移的电荷在所有物理绝缘体中引发强的非均匀电场强,该强的非均匀电场强接着导致击穿极限被局部超过并且由此导致火花通道的构成。通过高真空的绝缘避免了这样的缺点。由此可在稳定运行中利用的电场强可以被增大。由此该装置基本上-除了例如电极的悬挂件的少许部件之外-没有绝缘体材料。

[0033] 本发明的用于对带电粒子进行加速的加速器包括本发明的直流电压-高压源,其中存在加速通道,其通过到电容器堆的电极中的开口形成,从而可以通过加速通道对带电粒子进行加速。通过高压源提供的电势能在此被用于对带电粒子加速。电势差被施加在粒子源和目标之间。中心的高压电极例如可以包含粒子源。

[0034] 在加速器中,使用真空来对电极绝缘还具有以下优点,即不必设置自身的射线管,该射线管本身至少部分地具有绝缘表面。在此也避免了沿着绝缘表面出现壁放电的关键问题,因为加速通道现在不需要具有绝缘表面。

附图说明

- [0035] 借助附图详细阐述本发明的实施例,但是并不限于此。在此:
- [0036] 图 1 示出现有技术已知的格莱纳赫电路的示意图,
- [0037] 图 2 示出具有处于中心的粒子源的直流电压 - 高压源的截面的示意图,
- [0038] 图 3 示出构成为串联式加速器的直流电压 - 高压源的截面的示意图,
- [0039] 图 4 示出具有圆柱形设置的电极堆的电极结构的示意图,
- [0040] 图 5 示出根据图 2 的直流电压 - 高压源的截面的示意图,其中电极距离朝着中心逐渐减小,
- [0041] 图 6 示出构成为无真空活塞的电极管的开关设备的二极管的图示,
- [0042] 图 7 示出显示充电过程与泵周期的依赖关系的图,以及
- [0043] 图 8 示出电极末端的有利的克希霍夫形式。
- [0044] 相同的部件在附图中具有相同的附图标记。

具体实施方式

- [0045] 应当在图 1 的连接图中说明根据格莱纳赫电路构建的高压级联 9 的原理。
- [0046] 在输入端 11 施加交流电压 U 。第一半波通过二极管 13 将电容器 15 充电到电压 U 。在该交流电压的接下来的半波中,来自电容器 13 的电压 U 与输入端 11 处的电压 U 相加,从而现在电容器 17 通过二极管 19 被充电到电压 $2U$ 。该过程在接下来的二极管和电容器中重复,从而在图 1 所绘制的电路中的输出端 21 处总共达到电压 $6U$ 。图 2 还清楚地示出如何通过所示出的电路分别由第一电容器组 23 形成第一电容器链,由第二电容器组 25 形成第二电容器链。
- [0047] 现在借助图 2 阐述直流电压 - 高压源的原理,然后借助图 5 阐述本发明的扩展。
- [0048] 图 2 示出具有中心电极 37、外部电极 39 和一系列中间电极 33 的高压源 31 的示意截面,所述中间电极通过高压级联 35 (其原理曾在图 1 中阐述过) 连接并且可以通过该高压级联 35 充电。
- [0049] 电极 39, 37, 33 构成为空心球形并且相互同心地设置。可以施加的最大电场强与电极的曲率成比例。因此球壳几何形状是特别有利的。
- [0050] 在中心设置高压电极 37, 最外面的电极 39 可以是接地电极。通过赤道截面 47 将电极 37, 39, 33 分为两个通过缝隙相互分离的半球堆。第一半球堆形成第一电容器链 41, 第二半球堆形成第二电容器链 43。
- [0051] 在此在最外面的电极半壳 39', 39" 上分别施加交流电压源 45 的电压 U 。用于形成电路的二极管 49 设置在半空心球的大圆的范围中,也就是在相应的空心球的赤道截面 47 中。二极管 49 形成两个电容器链 41, 43 之间的横向连接,所述两个电容器链与图 1 的两个电容器组 23, 25 相应。
- [0052] 在这里所示的高压源 31 中,通过第二电容器链 43 引导加速通道 51, 该加速通道从例如位于内部的粒子源 52 出发并使得可以提取粒子流。
- [0053] 带电粒子的粒子流由空心球形的高压电极 37 施加高的加速电压。
- [0054] 高压源 31 或粒子加速器具有以下优点,即高压发生器和粒子加速器相互集成,因为由此所有电极和中间电极可以放置在尽可能小的体积中。

[0055] 为了使高压电极 37 绝缘,通过真空绝缘来对整个电极装置绝缘。尤其是由此可以产生高压电极 37 的特别高的电压,这导致特别高的粒子能量。但是原则上也可以考虑借助固体或液体的绝缘物质来使高压电极绝缘。

[0056] 使用真空作为绝缘体并且使用数量级为 1cm 的中间电极距离使得可以实现值超过 20MV/m 的电场强。此外使用真空具有以下优点,即加速器在运行期间不需要低载,因为在加速中出现的射线可能在绝缘体材料中产生问题。这允许更小和更紧凑的机器结构。

[0057] 图 5 示出借助图 2 阐述的高压源的原理的本发明扩展,其中电极 39, 37, 33 的距离朝着中心逐渐减小。如已经阐述的,通过这种设计可以补偿施加在外部电极 39 上的泵交流电压朝着中心的减小,从而尽管如此在相邻的电极对之间占主导的仍是基本上相同的场强。由此可以沿着加速通道 51 达到最大程度恒定的场强。

[0058] 图 3 示出图 2 所示的高压源向串联式加速器 61 的扩展。出于获得概貌的缘故,图 2 的开关设备 35 未示出,但是在图 3 所示的高压源中是相同的。借助图 3 阐述串联式加速器的原理。同样可以应用根据图 5 的具有朝着中心逐渐减小的电极距离的设计。但是这在图 3 中没有示出,因为对于解释串联式加速器 61 的基本原理来说是不需要的。

[0059] 在这里所示的示例中,第一电容器链 41 也具有通过电极 33, 37, 39 引导的加速通道 53。

[0060] 在中心的高压电极 37 的内部,代替粒子源而设置碳膜 55 以用于剥离电荷。然后在高压源 61 的外部产生带负电的离子,沿着加速通道 53 通过第一电容器链 41 加速到中心的高压电极 37,在穿过碳膜 55 时被转换为带正电的离子,并且接着通过第二电容器链 43 的加速通道 51 进一步加速并且再次从高压源 31 逸出。

[0061] 最外面的球壳 39 可以最大程度地保持闭合,从而接管接地外壳的功能。于是直接位于最外面的球壳下面的半球壳可以是 LC 振荡回路的电容并且是开关设备的驱动连接的一部分。

[0062] 这种串联式加速器使用带负电的粒子。带负电的粒子通过第一加速距离 53 从外部电极 39 朝着中心的高压电极 37 加速。在中心高压电极 37 处进行电荷转换过程。

[0063] 这例如可以通过膜 55 来进行,通过膜 55 传导带负电的粒子并且借助膜 55 执行所谓的电荷剥离。所产生的带正电的粒子通过第二加速距离 51 从高压电极 37 又朝着外部电极 39 继续加速。在此,电荷转换还可以按照以下方式进行,即出现带多重正电的粒子,例如 C^{4+} ,这些粒子通过第二加速距离 51 被特别强地加速。

[0064] 串联式加速器的一种实施方式规定,产生强度为 1mA 并且能量为 20MeV 的质子射线。为此从 H⁻ 微粒源向第一加速器距离 53 中导入连续的粒子流,并且加速到中心的 +10MV 电极。这些微粒到达碳电荷剥离器,由此除去两个电极的质子。格莱纳赫级联的负载流因此是微粒射线流的两倍。

[0065] 当质子通过第二加速距离 53 从加速器逸出时,质子获得另外的 10MeV 能量。

[0066] 为了进行这种加速,加速器可以具有 10MV 的高压源,该高压源具有 $N = 50$ 级,也就是总共 100 个二极管和电容器。在内部半径 $r = 0.05m$ 以及存在击穿场强为 20MV/m 的真空绝缘的情况下,外部半径为 0.55m。在每一个半球中都存在 50 个间隔,其中相邻球壳之间的距离为 1cm。

[0067] 较小数量的级减小了充电周期的数量和有效的内部源阻抗,但是提高了对泵充电

电压的要求。

[0068] 设置在赤道缝隙中的将两个半球堆相互连接的二极管例如可以设置为螺旋形的图案。总电容根据方程 (3.4) 是 74pF, 所存储的能量是 3.7kJ。2mA 的充电电流需要大约 100kHz 的运行频率。

[0069] 如果采用碳膜来剥离电荷, 则可以采用膜厚度 $t \approx 15 \dots 30 \mu \text{g}/\text{cm}^2$ 的膜。该厚度是微粒透明度与电荷剥离效率之间的折中。

[0070] 碳剥离膜的寿命可以用 $T_{\text{foil}} = k_{\text{foil}} * (UA)/(Z^2I)$ 来估计, 其中 I 是射线流, A 是射线的点面积, U 是微粒能量, Z 是微粒质量。所蒸镀的膜具有 $k_{\text{foil}} \approx 1.1\text{C}/\text{Vm}^2$ 的值。

[0071] 通过分解乙烯借助辉光放电制造的碳膜具有取决于厚度的寿命常数 $k_{\text{foil}} \approx (0.44t - 0.60)\text{C}/\text{Vm}^2$, 其中厚度以 $\mu \text{g}/\text{cm}^2$ 来说明。

[0072] 在射线直径为 1cm 并且射线流强度为 1mA 的情况下, 在此寿命预计有 10...50 天。如果增大有效透射的面积, 例如通过旋转盘的扫描或通过具有线性带结构的膜来实现, 则可以达到更长的寿命。

[0073] 图 4 图解一种电解形式, 其中空心圆柱体形状的电极 33, 37, 39 相互同心设置。通过一个缝隙将电极堆分成相互分离的两个电容器链, 它们可以与类似图 2 构建的开关设备连接。

[0074] 在此也可以使得电极距离朝着中心轴逐渐减小 (未示出), 如借助图 5 针对球形所阐述的。

[0075] 图 6 示出开关设备的二极管的设计。为了获得概貌的缘故, 同心设置的、半球壳形的电极 39, 37, 33 仅示意性示出。

[0076] 二极管在此作为电子管 63 示出, 具有阴极 65 和相对的阳极 67。由于开关设备设置在真空绝缘中, 因此取消了电子管的真空套, 否则该真空套是电子的运行所需要的。

[0077] 下面对高压源的部件或粒子加速器进行详细的讲述。

[0078] 球形电容器

[0079] 该装置遵循图 1 所示的原理, 即高压电极设置在加速器的内部并且同心的接地电极设置在加速器的外侧。

[0080] 具有内部半径 r 和外部半径 R 的球电容器具有电容:

$$[0081] \quad C = 4\pi\epsilon_0 \frac{rR}{R-r} \quad (3.1)$$

[0082] 于是半径 ρ 情况下的场强是:

$$[0083] \quad E = \frac{rR}{(R-r)\rho^2} U \quad (3.2)$$

[0084] 该场强取决于半径的平方并且由此朝着内部电极逐渐增强。在内部电极面积 $\rho = r$ 的情况下达到最大值:

$$[0085] \quad \dot{E} = \frac{R}{r(R-r)} U \quad (3.3)$$

[0086] 从击穿强度的方面来看这是不利的。

[0087] 假设具有均匀电场的球形电容器具有电容:

$$[0088] \quad \bar{C} = 4\pi\epsilon_0 \frac{R^2 + rR + r^2}{R - r}. \quad (3.4)$$

[0089] 通过在级联加速器中插入格莱纳赫级联的电容器的电极作为处于清楚定义的电势的中间电极,在半径上的场强分布被线性平衡,因为对于薄壁的空心球来说电场强大约等于具有最小最大场强的扁平情况:

$$[0090] \quad E \rightarrow \frac{U}{(R-r)}. \quad (3.5)$$

[0091] 两个相邻中间电极的电容是:

$$[0092] \quad C_k = 4\pi\epsilon_0 \frac{r_k r_{k+1}}{r_{k+1} - r_k}. \quad (3.6)$$

[0093] 半球形的电极和相同的电极距离 $d = (R-r)/N$ 导致 $r_k = r+kd$ 以及电极电容:

$$[0094] \quad C_{2k} = C_{2k+1} = 2\pi\epsilon_0 \frac{r^2 + rd + (2rd + d^2)k + d^2 k^2}{d}. \quad (3.7)$$

[0095] 整流器

[0096] 现代的雪崩半导体二极管(英语:soft avalanche semiconductor diodes)具有非常小的寄生电容并且具有短的复原时间。串联电路不需要用于使电势平衡的电阻。运行频率可以选择得比较高,以便使用两个格莱纳赫电容器堆的相对小的电极间电容。

[0097] 在存在用于对格莱纳赫级联充电的泵电压的情况下可以使用电压 $U_{in} \approx 100\text{kV}$,即 70kV_{eff} 。这些二极管必须耐受 200kV 的电压。这可以通过以下方式来实现,即使用具有更小的容差的二极管链。例如可以使用 10 个 20kV 的二极管。二极管例如可以是 Philips 公司名称为 BY724 的二极管,EDAL 公司的名称为 BR757-200A 的二极管或 Fuji 公司的名称为 ESJA5320A 的二极管。

[0098] 快速的截止复原时间(反向恢复时间)(对于 BY724 例如是 $t_{rr} \approx 100\text{ns}$)使得损耗最小化。二极管 BY724 的尺寸 $2.5\text{mm} \times 12.5\text{mm}$ 允许所有 1000 个用于开关设备的二极管被放置在唯一的一个赤道平面中用于下面还要详细说明了球形串联式加速器。

[0099] 代替固体二极管,也可以采用电子管,其中采用电子发射来进行整流。二极管链可以通过电子管的多个相互设置为网状的电极来形成,它们与半球壳连接。每个电极一方面用作阴极,另一方面用作阳极。

[0100] 离散的电容器堆

[0101] 中心思想在于,先后同心设置的电极在赤道平面上相交。所产生的这两个电极堆是级联电容器。只需要二极管链超过截面地连接到相对的电极上。要补充说明的是,整流器将先后设置的电极的电势差自动地稳定在大约 $2U_{in}$,这近似于恒定的电极距离。驱动电压施加在两个外部半球之间。

[0102] 理想的电容分布

[0103] 如果该电路只包含图 3 的电容,则静止的运行通过电容器 C_0 将运行频率 f 、每全波为

$$[0104] \quad Q = \frac{I_{\text{out}}}{f}. \quad (3.8)$$

[0105] 的电荷提供给负载。每个电容器对 C_{2k} 和 C_{2k+1} 由此传输 $(k+1)Q$ 的电荷。充电泵是

发生器 - 源阻抗 :

$$[0106] \quad R_G = \frac{1}{2f} \sum_{k=0}^{N-1} \left(\frac{2k^2 + 3k + 1}{C_{2k}} + \frac{2k^2 + 4k + 2}{C_{2k+1}} \right). \quad (3.9)$$

[0107] 由此负载电流 I_{out} 根据下式减小 DC 输出电压 :

$$[0108] \quad U_{out} = 2NU_{in} - R_G I_{out}. \quad (3.10)$$

[0109] 负载电流在 DC 输出端导致具有以下峰到峰的值 AC 剩余波纹度 :

$$[0110] \quad \delta U = \frac{I_{out}}{f} \sum_{k=0}^{N-1} \frac{k+1}{C_{2k}}. \quad (3.11)$$

[0111] 如果所有电容器都相同 $C_k = C$, 则有效的源阻抗是 :

$$[0112] \quad R_G = \frac{8N^3 + 9N^2 + N}{12fC} \quad (3.12)$$

[0113] 并且 AC 波纹度的峰到峰的值是 :

$$[0114] \quad \delta U = \frac{I_{out}}{fC} \frac{N^2 + N}{2}. \quad (3.13)$$

[0115] 对于整流器内所给定的总能量存储器来说, 与相同电容器的常见选择相比, 电容不平衡对低电压分量有利地稍微减小了值 R_G 和 R_R 。

[0116] 图 7 示出 $N = 50$ 个同心半球的未带电级联的充电, 其关于泵周期的数量绘制出。

[0117] 杂散电容

[0118] 在两个电堆之间的任何电荷交换减小了倍增器电路的效率, 参见图 1, 这例如是由于杂散电容 c_j 和通过二极管 D_j 的阻断延迟电荷损失 (英语 : reverse recovery charge loss) q_j 。

[0119] 在峰值驱动电压 U 的正极值和负极值时电容器电压 U_k^\pm 的基本方程如以下所示, 其中二极管击穿电压降被忽略 :

$$[0120] \quad U_{2k}^+ = u_{2k+1}. \quad (3.14)$$

$$[0121] \quad U_{2k}^- = u_{2k}. \quad (3.15)$$

$$[0122] \quad U_{2k+1}^+ = u_{2k+1}. \quad (3.16)$$

$$[0123] \quad U_{2k+1}^- = u_{2k+2}. \quad (3.17)$$

[0124] 直到下标 $2N-2$ 以及

$$[0125] \quad U_{2N-1}^+ = u_{2N-1} - U \quad (3.18)$$

$$[0126] \quad U_{2N-1}^- = U. \quad (3.19)$$

[0127] 利用该命名规则, DC 输出电压的平均幅度是 :

$$[0128] \quad U_{out} = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{2N-1} u_k. \quad (3.20)$$

[0129] DC 电压的波纹度的峰到峰的值是 :

$$[0130] \quad \delta U = \sum_{k=0}^{2N-1} (-1)^{k+1} u_k. \quad (3.21)$$

[0131] 利用与二极管 D_i 并联的杂散电容 C_i , 变量的基本方程是 $u_{-1} = 0, U_{2N} = 2U$, 并且三对角方程组是:

[0132]

$$C_{k-1}u_{k-1} - (C_{k-1} + C_k)u_k + (C_k - c_k)u_{k+1} = \begin{cases} Q & \forall k \text{ 偶数} \\ 0 & \forall k \text{ 奇数} \end{cases} \quad (3.22)$$

[0133] 阻断延迟电荷 (英语: reverse recovery charges)

[0134] 有限二极管的最终阻断延迟时间 t_{rr} 引起以下电荷损失:

$$[0135] \quad \eta_D = \eta Q_D \quad (3.23)$$

[0136] 其中 $\eta = f t_{rr}$, Q_D 是在前向方向上每个全波的电荷。方程 (3.22) 于是等于:

[0137]

$$C_{k-1}u_{k-1} - (C_{k-1} + (1-\eta)C_k)u_k + ((1-\eta)C_k - c_k)u_{k+1} = \begin{cases} Q & \forall k \text{ 偶数} \\ 0 & \forall k \text{ 奇数} \end{cases} \quad (3.24)$$

[0138] 连续的电容器堆

[0139] 电容传输线路

[0140] 在格莱纳赫级联中, 整流器二极管基本上接收 AC 电压, 将 AC 电压转换为 DC 电压并且将 DC 电压累加为高的 DC 输出电压。AC 电压由两个电容器电堆导向高压电极, 并且通过整流器电流和两个电堆之间的杂散电容衰减。

[0141] 对于级的数量 N 很高的情况, 该离散结构可以通过连续的传输线路结构来近似。

[0142] 对于 AC 电压, 电容器结构是具有特定于长度的阻抗 \mathfrak{Z} 的纵向阻抗。两个电堆之间的杂散电容引入特定于长度的并联导纳 \mathfrak{Y} 。整流器二极管的电压和引起附加的特殊电流负载 \mathfrak{J} , 其与 DC 负载电流 I_{out} 成比例并且与沿着传输线路的分接点的密度成比例。

[0143] 在电堆和 AC 纵向电流 $I(x)$ 之间的 AC 电压 $U(x)$ 的基本方程是:

[0144]

$$I' = \mathfrak{Y}U + \mathfrak{J} \quad (3.25)$$

[0145]

$$U' = \mathfrak{Z}I. \quad (3.26)$$

[0146] 一般化的方程是扩展的电报方程:

[0147]

$$U'' - \frac{\mathfrak{Z}'}{\mathfrak{Z}}U' - \mathfrak{Z}\mathfrak{Y}U = \mathfrak{Z}\mathfrak{J}. \quad (3.27)$$

[0148] 一般来说, DC 输出端处的峰到峰波纹度与在传输线路的两端处的 AC 电压幅度之差相同:

$$[0149] \quad \delta U = U(x_0) - U(x_1). \quad (3.28)$$

[0150] 两个边界条件是对第二阶差分方程取得唯一的解所必需的。

[0151] 边界条件之一可以是 $U(x_0) = U_{in}$, 其通过两个电堆的 DC 低压端之间的 AC 驱动电压来给定。另一个当然的边界条件确定 DC 高压端处的 AC 电流 $x = x_1$ 。针对电堆之间的同心的端部 AC 阻抗 Z_1 的边界条件是：

[0152]

$$U'(x_1) = \frac{3(x_1)}{Z_1} U(x_1). \quad (3.29)$$

[0153] 在未加载的情况 $Z_1 = \infty$ 下, 边界条件 $U'(x_1) = 0$ 。

[0154] 恒定的电极距离

[0155] 对于恒定的电极距离 t , 特殊负载电流是：

[0156]

$$J = \frac{i\pi I_{out}}{t}, \quad (3.30)$$

[0157] 从而 AC 电压的分布通过以下来调节：

[0158]

$$U'' - \frac{3'}{3} U' - 3J U = 3J. \quad (3.31)$$

[0159] 于是平均的 DC 输出电压是：

$$U_{out} = \frac{2U_{in}}{t} \int_0^{Nt} U(x) dx \quad (3.32)$$

[0161] 并且 DC 电压的 DC 峰到峰波纹度是：

$$\delta U = U(Nt) - U(0). \quad (3.33)$$

[0163] 最佳电极距离

[0164] 最佳电极距离负责在存在计划的 DC 负载电流的情况下具有恒定的直流电场强 $2E$ 。沿着传输线路的特殊 AC 负载电流取决于位置, 并且等于：

[0165]

$$J = \frac{i\pi E I_{out}}{U}. \quad (3.34)$$

[0166] DC 电压遵循下式：

[0167]

$$UU'' - \frac{3'}{3} UU' - 3J U^2 = 3i\pi E I_{out}. \quad (3.35)$$

[0168] 电极距离根据局部 AC 电压幅度 $t(x) = U(x)/E$ 来得到。

[0169] 在存在计划的 DC 负载电流的情况下的 DC 输出电压是 $U_{out} = 2Ed$ 。负载的减小不断提高电极之间的电压, 因此具有或多或少负载的运行可以超出整流器电堆的允许的 E 和最大承载能力。因此值得推荐的是优化针对未加载运行的设计。

[0170] 对于每个给定的、不同于在针对计划的 DC 负载电流的设计时的电极分布, 通过方程 (3.27) 调节沿着传输线路的 AC 电压以及由此调节 DC 输出电压。

[0171] 线性级联

[0172] 对于具有宽度为 w 、高度为 h 和电堆之间的距离为 s 的扁平电极的线性级联来说, 传输线路阻抗为：

[0173]

$$\beta = \frac{2}{i\epsilon_0\omega wh}, \quad \eta = \frac{i\epsilon_0\omega w}{s}. \quad (3.36)$$

[0174] 线性级联 - 恒定电极距离

[0175] 非均匀的电报方程是：

$$[0176] \quad U'' - \frac{2}{hs} U = \frac{I_{out}}{f\epsilon_0 wh t}. \quad (3.37)$$

[0177] 假定线路从 $x = 0$ 延伸到 $x = d = Nt$ 并且通过 $U_{in} = U(0)$ 运行, 以及假定传播常数是 $\gamma^2 = 2/(h * s)$, 则解是：

$$[0178] \quad U(x) = \frac{\cosh \gamma x}{\cosh \gamma d} U_{in} + \left(\frac{\cosh \gamma x}{\cosh \gamma d} - 1 \right) \frac{Ns}{2f\epsilon_0 dw} I_{out}. \quad (3.38)$$

[0179] 二极管基本上分接出 AC 电压, 对 AC 电压进行整流, 并且沿着传输线路累积 AC 电压。由此平均的 DC 输出电压是：

$$[0180] \quad U_{out} = \frac{2}{t} \int_0^d U(x) dx. \quad (3.39)$$

[0181] 或者显式表达为：

$$[0182] \quad U_{out} = 2N \frac{\tanh \gamma d}{\gamma d} U_{in} + \left(\frac{\tanh \gamma d}{\gamma d} - 1 \right) \frac{N^2 s}{f\epsilon_0 dw} I_{out}. \quad (3.40)$$

[0183] 根据 γd 的直到第三阶的级数展开给出下式：

$$[0184] \quad U_{out} \approx 2N U_{in} \left(1 - \frac{2d^2}{3hs} \right) - \frac{2N^2 s}{3f\epsilon_0 hw} I_{out} \quad (3.41)$$

[0185] 以及

$$[0186] \quad \delta U \approx \frac{d^2}{hs} U_{in} + \frac{N}{f} \frac{d}{2\epsilon_0 hw} I_{out}. \quad (3.42)$$

[0187] 涉及负载电流的效果与方程 (3.12) 和 (3.13) 相应。

[0188] 线性级联 - 最佳电极距离

[0189] 在此基本方程是：

$$[0190] \quad UU'' - \frac{2}{hs} U^2 = \frac{E I_{out}}{f\epsilon_0 wh}. \quad (3.43)$$

[0191] 看起来该差分方程不具有闭合的解析解。满足 $U'(0) = 0$ 的隐性解是：

$$[0192] \quad x = \int_{U(0)}^{U(x)} \frac{du}{\sqrt{\frac{2}{hs} (u^2 - U^2(0)) + \frac{E I_{out}}{f\epsilon_0 wh} \log \frac{u}{U(0)}}}. \quad (3.44)$$

[0193] 径向级联

[0194] 假定同心圆柱体电极的堆具有与半径无关的高度 h 和在如图 4 所示的电堆之间的缝隙 s , 则特定于径向的阻抗是：

[0195]

$$\beta = \frac{1}{i\pi\epsilon_0\omega rh}, \quad \eta = \frac{2i\pi\epsilon_0\omega r}{s}. \quad (3.45)$$

[0196] 径向级联 - 恒定的电极距离

[0197] 利用等间隔的径向电极距离 $t = (R-r)/N$, 基本方程

$$[0198] \quad U'' + \frac{1}{\rho} U' - \frac{2}{hs} U = \frac{I_{out}}{\epsilon_0 \omega h t \rho} \quad (3.46)$$

[0199] 具有通用解

$$[0200] \quad U(\rho) = AK_0(\gamma\rho) + BL_0(\gamma\rho) + \frac{I_{out}}{4\gamma f \epsilon_0 h t} L_0(\gamma\rho). \quad (3.47)$$

[0201] 其中 $\gamma^2 = 2/(h * s)$ 。 K_0 和 I_0 是经过修改的贝塞尔函数, L_0 是经过修改的零阶 STRUVE 函数 L_0 。

[0202] 在内部半径 r 时的边界条件 $U'(r) = 0$ 以及在外部半径 R 时的边界条件 $U(R) = U_{in}$ 确定两个常量:

$$[0203] \quad A = \frac{U_{in} I_1(\gamma r) - \frac{I_{out}}{4\gamma f \epsilon_0 h t} [I_1(\gamma r) L_0(\gamma R) - I_0(\gamma R) (L_1(\gamma r) + \frac{2}{\pi})]}{I_0(\gamma R) K_1(\gamma r) + I_1(\gamma r) K_0(\gamma R)} \quad (3.48)$$

$$[0204] \quad B = \frac{U_{in} K_1(\gamma r) - \frac{I_{out}}{4\gamma f \epsilon_0 h t} [K_1(\gamma r) L_0(\gamma R) + K_0(\gamma R) (L_1(\gamma r) + \frac{2}{\pi})]}{I_0(\gamma R) K_1(\gamma r) + I_1(\gamma r) K_0(\gamma R)} \quad (3.49)$$

[0205] 从而

$$[0206] \quad U(\rho) = U_{in} \frac{I_0(\gamma\rho) K_1(\gamma r) + I_1(\gamma r) K_0(\gamma\rho)}{I_0(\gamma R) K_1(\gamma r) + I_1(\gamma r) K_0(\gamma R)} + \frac{I_{out}}{4\gamma f \epsilon_0 h t} \left[L_0(\gamma\rho) - L_0(\gamma R) \frac{I_0(\gamma\rho) K_1(\gamma r) + I_1(\gamma r) K_0(\gamma\rho)}{I_0(\gamma R) K_1(\gamma r) + I_1(\gamma r) K_0(\gamma R)} - \left(L_1(\gamma r) + \frac{2}{\pi} \right) \frac{I_0(\gamma\rho) K_0(\gamma R) - I_0(\gamma R) K_0(\gamma\rho)}{I_0(\gamma R) K_1(\gamma r) + I_1(\gamma r) K_0(\gamma R)} \right]. \quad (3.50)$$

[0207] K_1 和 I_1 是经过修改的贝塞尔函数, L_1 是经过修改的 Struve 函数 $L_1 = L'_0 - 2/\pi$, 所有都是一阶。

[0208] DC 输出电压是:

$$[0209] \quad U_{out} = \frac{2}{t} \int_r^R U(\rho) d\rho. \quad (3.51)$$

[0210] 径向级联 - 最佳电极距离

[0211] 最佳的局部电极距离是 $t(\rho) = U(\rho)/E$, 以及基本方程等于:

$$[0212] \quad U U'' + \frac{1}{\rho} U U' - \frac{2}{hs} U^2 = \frac{E I_{out}}{\epsilon_0 \omega h \rho} \quad (3.52)$$

[0213] 看起来该差分方程不具有闭合的解析解, 但是该差分方程可以被数值求解。

[0214] 电极形状

[0215] 等电势面

[0216] 紧凑的机器需要使得电击穿场强最大化。一般来说光滑的、具有很小的弯曲的表面应当被选择用于电容器电极。电击穿场强 E 与电极距离的平方根倒数粗略近似地伸缩, 从而获得大量的、距离很小的等电势面, 它们相对于具有大电压差的若干大距离具有较小的电压差。

[0217] 最小的电场电极边缘

[0218] 对于具有等距离以及线性电压分布的基本上平坦的电极结构来说, 最佳的边缘形状称为 KIRCHHOFF 形状 (参见下面):

$$[0219] \quad x = \frac{A}{2\pi} \ln \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} - \frac{1 + A^2}{4\pi} \ln \frac{1 + 2A \cos \vartheta + A^2}{1 - 2A \cos \vartheta + A^2} \quad (3.53)$$

$$[0220] \quad y = \frac{b}{2} + \frac{1 - A^2}{2\pi} \left(\arctan \frac{2A}{1 - A^2} - \arctan \frac{2A \sin \vartheta}{1 - A^2} \right). \quad (3.54)$$

[0221] 其取决于参数 $\vartheta \in [0, \pi/2]$ 。电极形状在图 8 中示出。这些电极具有标准化的单位距离和远离以下边缘的非对称厚度 $1-A$ ，所述边缘在端面上朝着垂直边缘以下面给出的高度逐渐缩小：

$$[0222] \quad b = 1 - A - \frac{2 - 2A^2}{\pi} \arctan A. \quad (3.55)$$

[0223] 参数 $0 < A < 1$ 也表示由于存在电极而导致的反向的电场过高。电极的厚度可以任意小，而不会引入可看出来的电场失真。

[0224] 例如在沿着辐射路径的出口处的负弯曲进一步减小了电场幅度。

[0225] 这种正面的结果是因为以下事实：电极仅导致对业已存在的电场的局部干扰。

[0226] 独立的高压电极的最佳形状是 ROGOWSKI 和 BORDA 轮廓，其中电场幅度的峰值是未失真场强的两倍。

[0227] 驱动电压发生器

[0228] 驱动电压发生器必须通过高的交流电压以及同时在高的频率下提供。常用的措施是通过高度绝缘的输出变压器放大平均 AC 电压。

[0229] 由不可避免的绕组电容和漏电感引起的干扰性内部谐振使得这样的变压器的设计成为一种挑战。

[0230] 替换方案可以是充电泵，也就是周期性运行的半导体 Marx 发生器。这样的电路提供输出电压，其中在地和唯一极性的高电压之间进行交换，并且该输出电压对电容器链的第一电容器有效充电。

[0231] 真空中的击穿强度

[0232] $d^{-0.5}$ 定律

[0233] 存在以下定理 - 但不是最终解释：对于超过 $d \approx 10^{-3}$ m 的电极距离来说击穿电压大致与该距离的平方根成比例。因此击穿电场根据下式伸缩，其中恒定的 A 取决于电极材料（参见下面）：

$$[0234] \quad E_{\max} = \sigma d^{-0.5} \quad (A. 1)$$

[0235] 可以看出，对于电场 $E \approx 20$ MV/m 来说瞬时可用的电极表面材料需要为 $d \leq 10^{-2}$ m 的电极距离。

[0236] 表面材料

[0237] 真空中的电极之间的飞弧强烈取决于材料表面。CLIC 研究的结果 (A. Descoedres 等人的“DC Breakdown experiments for CLIC”, Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy, 577 页, 2008) 示出击穿系数：

[0238]

材料	以 $\frac{MV}{\sqrt{m}}$ 为单位的 σ
钢	3.85

[0239]

SS 316LN	3.79	3.16
Ni	3.04	
V		2.84
Ti		2.70
Mo		1.92
蒙乃尔铜-镍合金	1.90	
Ta		1.34
Al	1.30	0.45
Cu	1.17	0.76

[0240] 对电极面积的依赖性

[0241] 存在针对以下现象的证据：电极面积对击穿场强具有明显的影响。从而下式针对铜电极表面和 $2 \times 10^{-2} \text{mm}$ 的电极距离成立：

$$[0242] \quad E_{\max} \approx 58 \cdot 10^6 \frac{V}{m} \left(\frac{A_{\text{eff}}}{1 \text{cm}^2} \right)^{-0.25} \quad (\text{A.2})$$

[0243] 对于由不锈钢制成的、具有 10^{-3}m 的距离的平面电极下式成立：

$$[0244] \quad E_{\max} \approx 57.38 \cdot 10^6 \frac{V}{m} \left(\frac{A_{\text{eff}}}{1 \text{cm}^2} \right)^{-0.12} \quad (\text{A.3})$$

[0245] 静电场的形状

[0246] 介电利用率

[0247] 一般可以认识到，均匀的电场允许有最大的电压。介电 SCHWAIGER 利用率系数 η 被定义为由于场不均匀性导致的局部电场过高的倒数，也就是在观察到相同参考电压和距离的情况下理想的扁平电极装置的电场与该几何形状的峰值表面电场之比。

[0248] 该介电 SCHWAIGER 利用率系数是参照电场幅度对介电质的利用。对于小距离 $d < 6 \star 10^{-3} \text{m}$ 来说，不均匀的电场看起来提高了击穿电压。

[0249] 电极表面的曲率

[0250] 由于电场非均匀性最大值出现在电极表面上，因此电极形状的相对度量是平均曲率 $H = (k_1 + k_2) / 2$ 。

[0251] 存在不同的表面，这些表面满足在大的面积上微小的、局部平均的曲率的理想情况。例如悬链曲面是具有 $H = 0$ 的旋转面。

[0252] 诸如 η 或 H 的任何纯几何措施只能表示对实际击穿特性的近似。局部电场非均匀性对击穿极限具有非局部的影响并且甚至可能改善一般的总场强。

[0253] 恒定的电场电极表面

[0254] 图 8 示出在 $A = 0.6$ 时针对垂直电场的 KIRCHHOFF 电极边缘。电极堆内的电场起伏是 $1/A = 1.6$ 。端面是扁平的。

[0255] 电极表面是与流动液体的自由表面类似的电场的等势线。无电压的电极遵循流场线。利用复数空间坐标 $z = x+iy$, 每个解析函数 $w(z)$ 满足 POISSON 方程。自由流动面的边界条件与可能函数 w 的 (共轭) 导数 \bar{v} 的恒定大小等价:

$$[0256] \quad \bar{v} = \frac{dw}{dz}, \quad (\text{A.4})$$

[0257] 通过流动速度 \bar{v} 或速度图平面的任何可能函数 $w(\bar{v})$ 导致该平面的 z 映射:

$$[0258] \quad z = \int \frac{dw}{\bar{v}} = \int \frac{1}{\bar{v}} \frac{dw}{d\bar{v}} d\bar{v}. \quad (\text{A.5})$$

[0259] 不限制一般性地, 可以将电极表面上的导数的大小标准化为 1, 并且与 AF 相比, 高度 DE 可以称为 A (参见 A.6)。然后在 \bar{v} 平面中, 曲线 CD 映射为单位圆上的弧 $i \rightarrow 1$ 。

[0260] 图 8A 和图 8F 中的点与 $1/A$ 相应, B 与原点相应, C 与 i 相应, D 和 E 与 1 相应。完整的流动图被映射到单位圆的第一象限中。流动线的源是 $1/A$, 而流动线的汇点是 1 。

[0261] 在虚数轴和单位圆上的两个镜像将流动图案扩展到整个 \bar{v} 复数平面上。由此电势函数 w 通过在 \bar{v} 位置上的 4 个源 $+A, -A, 1/A, -1/A$ 和在 ± 1 处的强度为 2 的两个汇点来定义。

$$[0262] \quad w = \log(\bar{v}-A) + \log(\bar{v}+A) + \log\left(\bar{v} - \frac{1}{A}\right) + \log\left(\bar{v} + \frac{1}{A}\right) - 2\log(\bar{v}-1) - 2\log(\bar{v}+1). \quad (\text{A.6})$$

[0263] 其导数是:

$$[0264] \quad \frac{dw}{d\bar{v}} = \frac{1}{\bar{v}-A} + \frac{1}{\bar{v}+A} + \frac{1}{\bar{v}-\frac{1}{A}} + \frac{1}{\bar{v}+\frac{1}{A}} - \frac{2}{\bar{v}-1} - \frac{2}{\bar{v}+1} \quad (\text{A.7})$$

[0265] 以及从而

$$[0266] \quad z - z_0 = \int \frac{1}{\bar{v}} \left(\frac{1}{\bar{v}-A} + \frac{1}{\bar{v}+A} + \frac{1}{\bar{v}-\frac{1}{A}} + \frac{1}{\bar{v}+\frac{1}{A}} - \frac{2}{\bar{v}-1} - \frac{2}{\bar{v}+1} \right) d\bar{v} \quad (\text{A.8})$$

[0267] 在自由边界 CD 处, 流动速度 $\bar{v} = e^{i\varphi}$, 由此 $d\bar{v} = i\bar{v}d\varphi$, 以及

[0268]

$$z - z_0 = \int_{-\frac{\pi}{2}}^0 \frac{i}{e^{i\varphi} - A} + \frac{i}{e^{i\varphi} + A} + \frac{i}{e^{i\varphi} - \frac{1}{A}} + \frac{i}{e^{i\varphi} + \frac{1}{A}} - \frac{2i}{e^{i\varphi} - 1} - \frac{2i}{e^{i\varphi} + 1} d\varphi \quad (\text{A.9})$$

[0269] 其中点 C 的 $z_0 = ib$ 。解析积分提供方程 (3.54)。

[0270] 附图标记列表

[0271] 9 高压级联

[0272] 11 输入端

[0273] 13 二极管

[0274] 15 电容器

- [0275] 17 电容器
- [0276] 19 二极管
- [0277] 21 输出端
- [0278] 23 第一组电容器
- [0279] 25 第二组电容器
- [0280] 31 高压源
- [0281] 33 中间电极
- [0282] 35 高压级联
- [0283] 37 中心电极
- [0284] 39 外部电极
- [0285] 39', 39" 电极半壳
- [0286] 41 第一电容器链
- [0287] 43 第二电容器链
- [0288] 45 交流电压源
- [0289] 47 赤道截面
- [0290] 49 二极管
- [0291] 51 通过第二电容器链的加速通道
- [0292] 52 粒子源
- [0293] 61 串联式加速器
- [0294] 53 通过第一电容器链的加速通道
- [0295] 55 碳膜
- [0296] 63 电子管
- [0297] 65 阴极
- [0298] 67 阳极
- [0299] 81 高压源

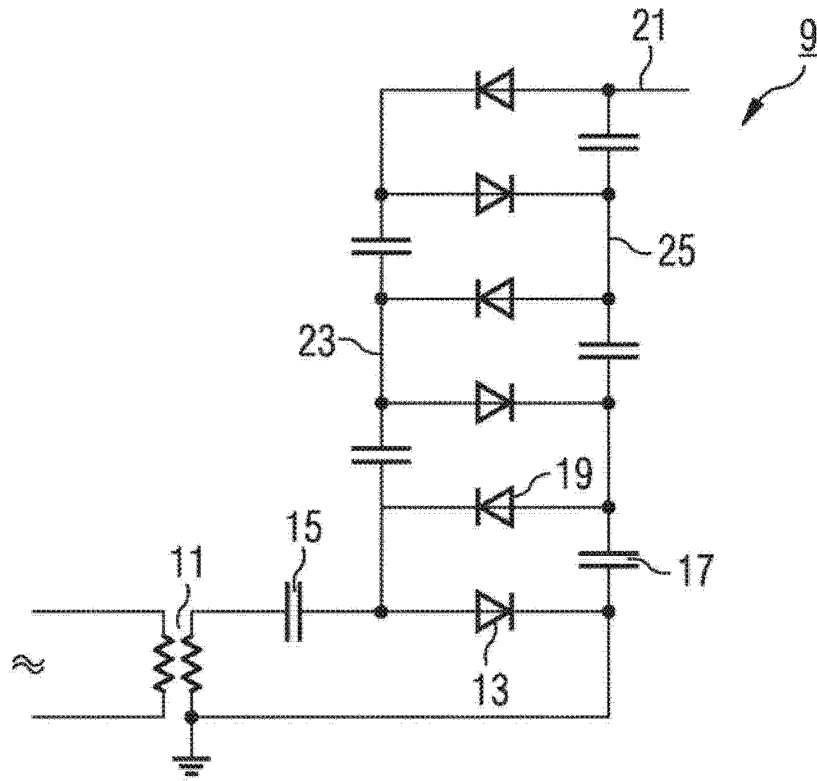


图 1

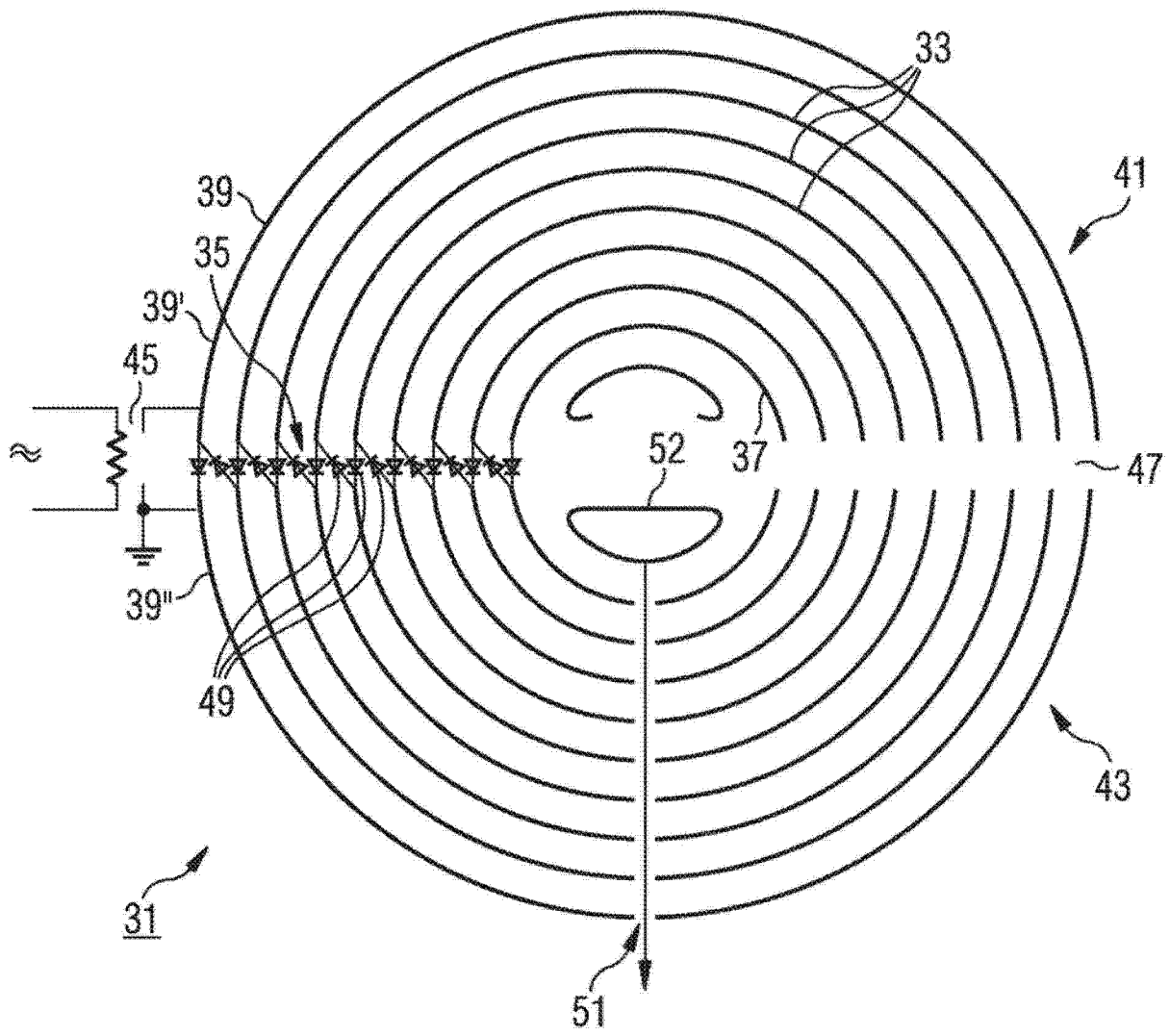


图 2

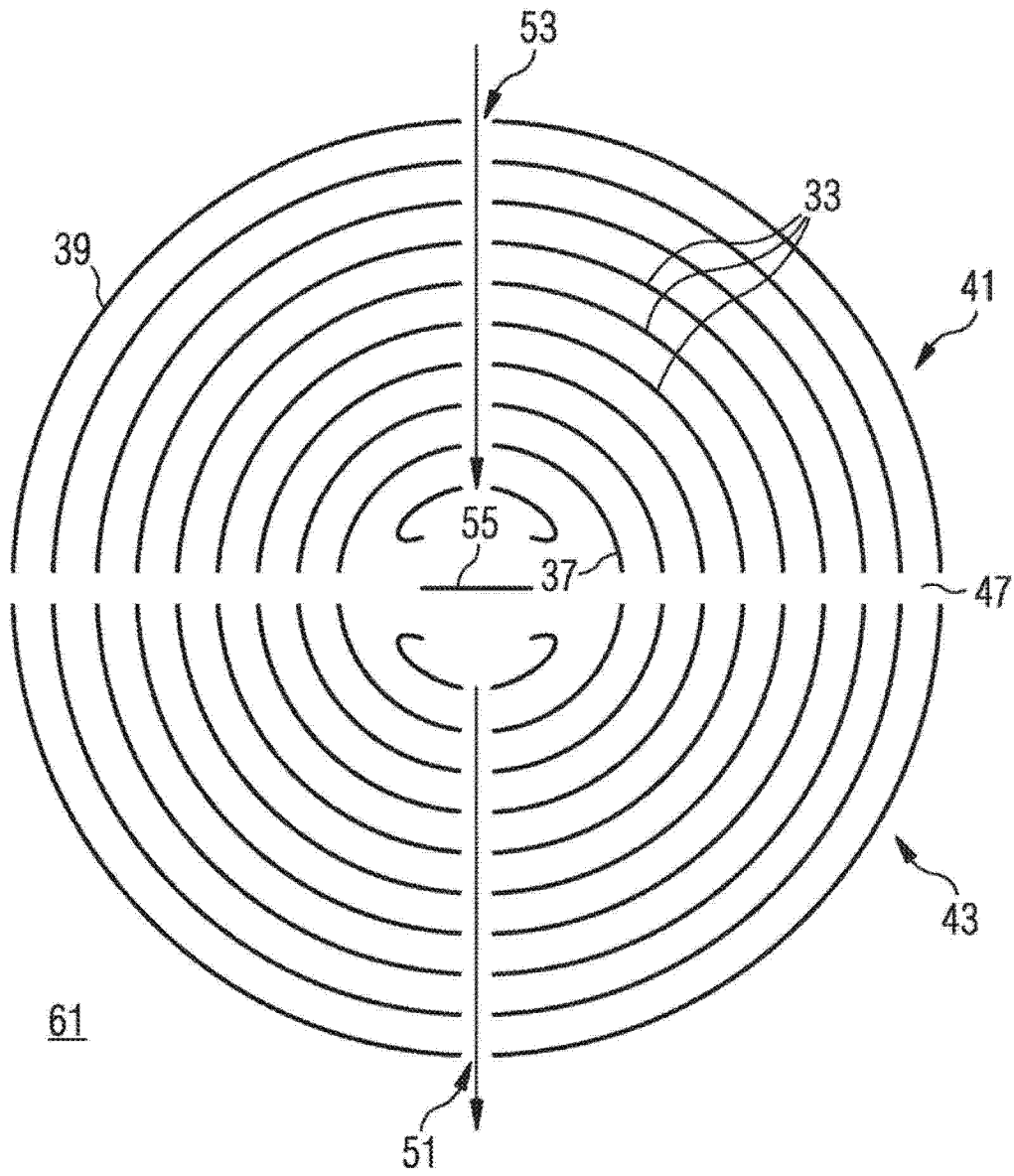


图 3

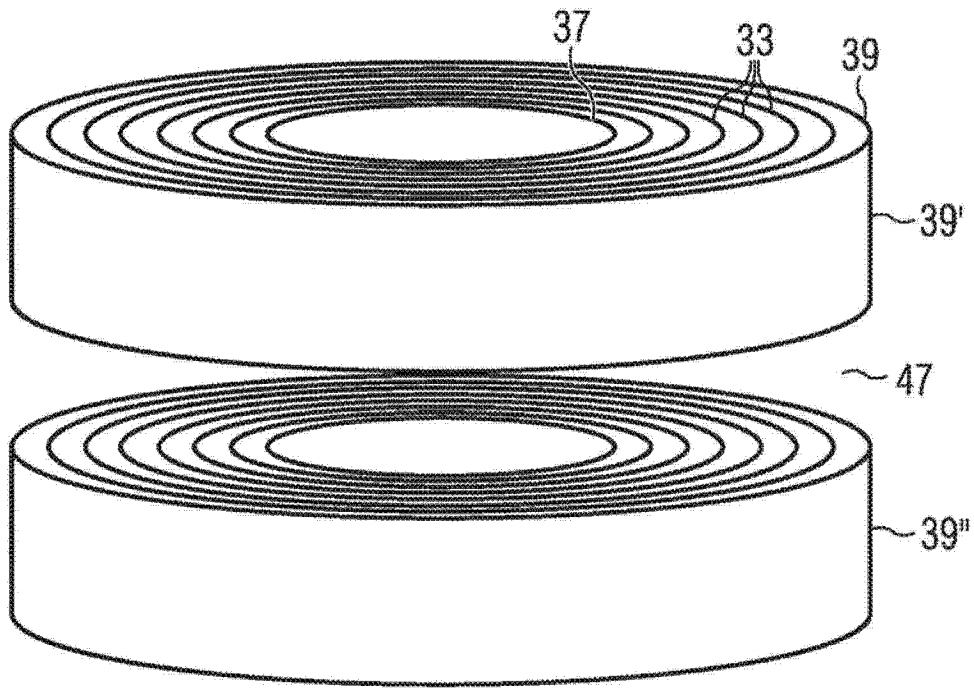


图 4

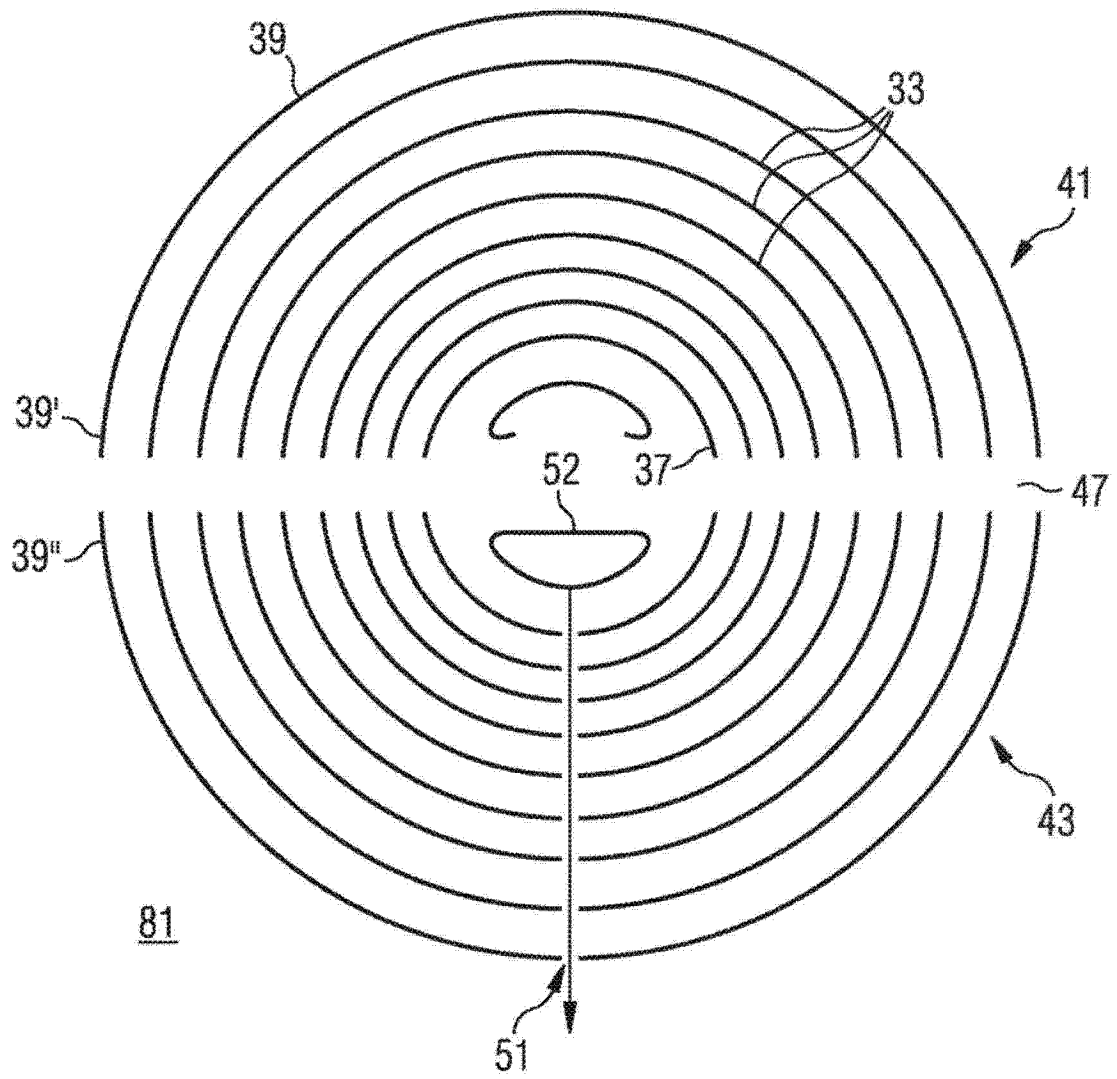


图 5

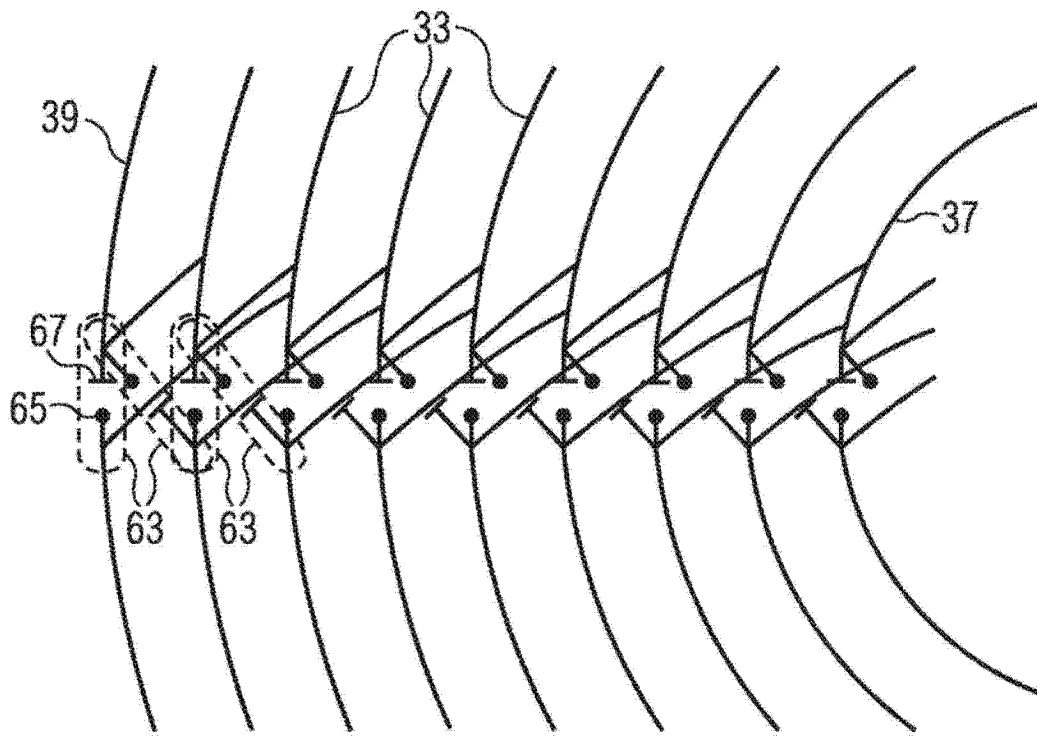


图 6

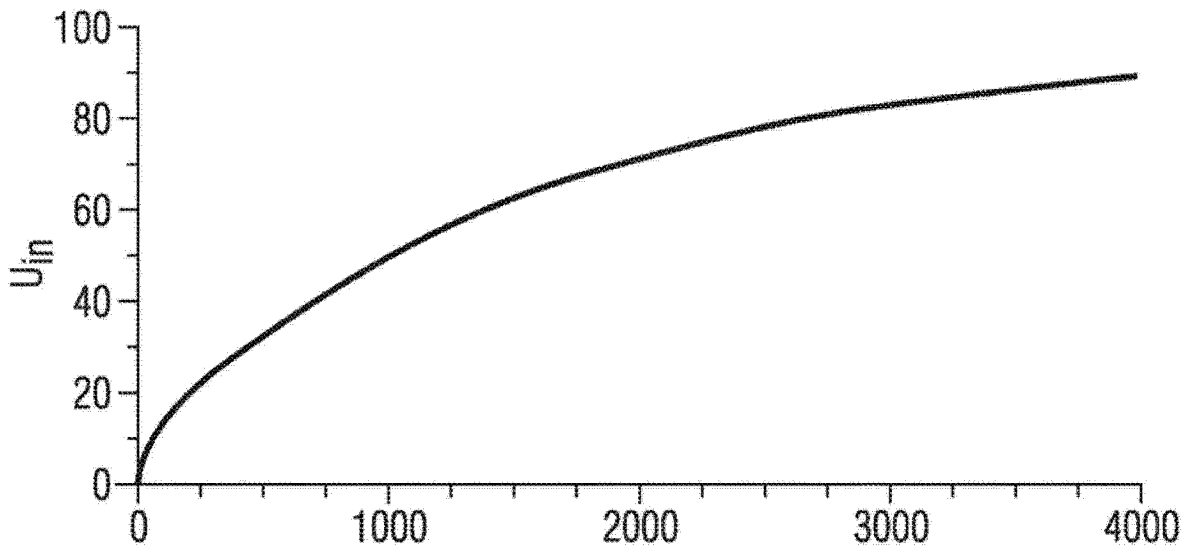


图 7

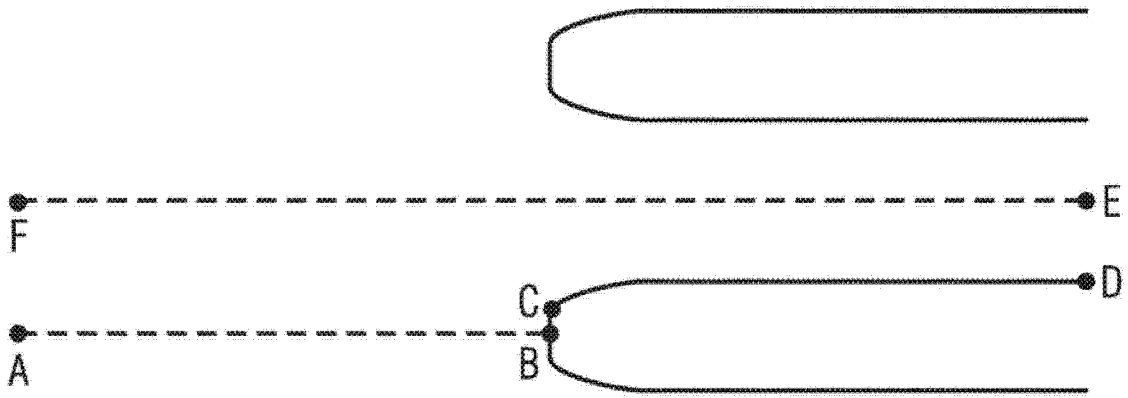


图 8