

N_2 分子激光器 Blumlein 电路 开路输出电压的研究

高 允 贵

(中国科学院安徽光机所)

提要: 解回路微分方程得到了 Blumlein 电路开路输出电压的表示式,对 W. A. Fitzsimmons 等给出的 Blumlein 电路开路输出电压近似式以及《激光器设计基础》的表示式给以补充修正。找出了影响提高器件脉冲峰值功率的电路参数。纠正了文章《 N_2 分子激光器》的结论,给出了电容器转换电路开路输出电压的表示式。

Study on open-circuit output voltage of Blumlein exciting circuit for N_2 lasers

Gao Yungui

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: The formula for open-circuit output voltage of Blumlein circuit has been obtained by solving the differential equation of the circuit. The approximate formula for open-circuit output voltage of the Blumlein circuit presented by W. A. Fitzsimmons and the authors of "Laser designing basis" is modified. The circuit parameters affecting the increase of peak pulse power of the device have been found. The conclusion of the paper "The N_2 lasers" is rectified. The expression for open-circuit output voltage of a capacitor transfer circuit is given.

一、引 言

众所周知,在 N_2 分子激光器中,为了得到快速电脉冲辉光放电,以便在小于 40 毫秒的时间内在 N_2 的 $C^3\Pi_u$ 与 $B^3\Pi_g$ 态之间建立粒子数反转而产生受激发射,对于激发电路的设计比起 N_2 分子放电通道、光学共振腔的设计显得更加重要。目前, N_2 分子激光器快放电电路有电容器转换电路、

Blumlein 电路、电容倒空式电路等。而 Blumlein 电路由于其效率高、电压脉冲上升的快,仍在 N_2 分子器件、准分子器件、横向激励的 CO_2 器件中被广泛采用。

Blumlein 电路开路输出电压是火花隙导通后气体击穿之前激光器电极之间所加的电压。

许多文献^[1,2,6]都研究了 Blumlein 电路并给出了其开路输出电压的表示式,但这些

收稿日期: 1982年5月17日。

表示式有的是近似式,有的则根本不能成立。为此,本文对其作进一步探讨。以解析法找出 Blumlein 电路的开路输出电压表示式,与文献[1, 2, 6]的结果作出比较。

二、Blumlein 电路的等效电路

以平行平板电容器作传输线的 Blumlein 电路示于图 1。这个电路是由激光管放电通道、贮能电容器、脉冲传输线、火花隙、电感线圈组成的。贮能电容器、脉冲传输线的一个极板分别与激光器的两个电极相连,余下的一个极板相互连接在一起。火花隙与脉冲传输线的两端相连。一个电感线圈连在激光器的两个电极之间。直流高压电源与火花隙两端相连,正极接地。这样连接是为了与 W. A. Fitzsimmons 等人的结果便于进行比较。通常把脉冲传输线与贮能电容器的公共极板接地。

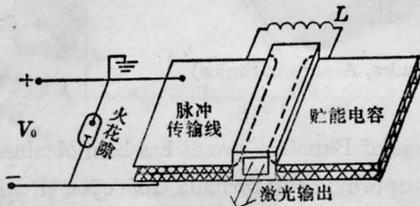


图 1 Blumlein 激发电路原理图

在平行平板电容器作传输线的 Blumlein 电路里,平行平板电容器的特性阻抗低,且一般单一的火花隙电感又不可能做得很小,放电时间常数较大,因而我们可以用集总参数的等效电路来分析计算^[9]。该等效电路示于图 2。图中,

$$V_i = V_{C_s} + V_{C_p} \quad (1)$$

这个电路是脉冲充电期间的等效电路。式中,

V_i ——激光管上的电压(气体击穿之前器件上的电压,即 Blumlein 电路的开路输出电压);

V_{C_s} ——贮能电容器的上电压;

V_{C_p} ——脉冲传输线上随时间变化的电压。

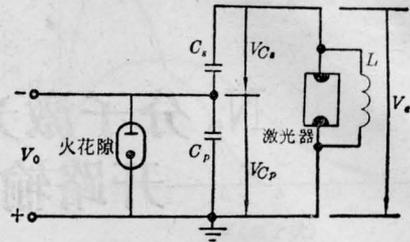


图 2 Blumlein 电路的充电等效电路

文[1]将脉冲充电期间的 Blumlein 电路等效成图 3 的电路。图中,

$$V_i = V_p(t) \quad (2)$$

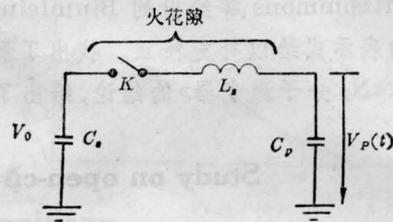


图 3 文[1]给出的 Blumlein 电路脉冲充电等效电路

比较两个等效电路,可以发现,图 3 的等效线路与图 1 的电路是完全不同的。比较两个电路的 V_i , 发现图 3 较图 2 减小了一个值 V_{C_s} 。

三、计算 Blumlein 电路的开路输出电压

Blumlein 电路开路输出电压 V_i 的确定集中在寻求 V_{C_p} 上。因由(1)式, $V_{C_s} = V_0$ 是贮能电容器上的充电电压,若求得了 V_{C_p} , 则 V_i 即为已知。 V_{C_p} 是火花隙击穿后 C_p 上的电压。

将图 2 等效电路中的脉冲传输线、火花隙回路画成图 4。图中,

L_s ——火花隙电感及所有的杂散电感;

r ——火花隙等引入的衰减电阻;

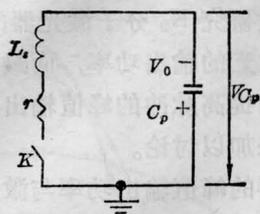


图4 火花隙回路的等效电路

K ——火花隙的开关作用。

直流高压电源接通以后, C_p 和 C_s 分别充电到 V_0 。触发火花隙, 火花隙击穿相当于图4中的 K 闭合。 K 闭合, 则回路中的 C_p 立即开始放电, V_{Cp} 开始随时间而变化。

由全电路欧姆定律, 写出回路方程:

$$L_s \frac{di}{dt} + ri + \frac{\int idt}{C_p} = 0 \quad (3)$$

因回路中电感线圈的存在, 放电电流在放电开始的一瞬间不能突变, 仍然为零。在放电开始的一瞬间电容器上的电压亦不能突变, 仍为 $-V_0$ 。故有初始条件:

$$\begin{cases} i|_{t=0} = 0 \\ V_{Cp}|_{t=0} = -V_0 \end{cases}$$

求解微分方程(3), 过程如下:

将方程(3)微分, 并进行变换, 得:

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{r}{L_s} \frac{di}{dt} + \frac{1}{L_s C_p} i = 0 \quad (4)$$

(4)为线性常系数二阶微分方程。

其通解为:

$$i = A_1 e^{P_1 t} + A_2 e^{P_2 t} \quad (5)$$

式中 P_1, P_2 为方程(4)特征方程的根, 其值为:

$$P_{1,2} = -\frac{r}{2L_s} \pm \sqrt{\left(\frac{r}{2L_s}\right)^2 - \frac{1}{L_s C_p}} \quad (6)$$

我们对(6)式根号中的值进行判别。W. A. Fitzsimmons 等在文献[2]中给出了 Blumlein 电路开路输出电压的测试曲线, 该曲线呈指数式衰减振荡。因此, (6)改写成:

$$P_{1,2} = -\frac{r}{2L_s} \pm i \sqrt{\frac{1}{L_s C_p} - \left(\frac{r}{2L_s}\right)^2} \quad (7)$$

我们再来确定(5)中常数 A_1, A_2 。

把初始条件 $i|_{t=0} = 0$ 代入(5)式得:

$$A_2 = -A_1$$

则(5)式成为:

$$i = A_1 (e^{P_1 t} - e^{P_2 t}) \quad (8)$$

将初始条件 $V_{Cp}|_{t=0} = -V_0$ 代入(3)式。在方程(3)中,

$$\begin{aligned} L_s \frac{di}{dt} &= L_s \frac{d[A_1 (e^{P_1 t} - e^{P_2 t})]}{dt} \\ &= L_s A_1 (P_1 e^{P_1 t} - P_2 e^{P_2 t}) \end{aligned}$$

$$\text{则 } L_s \frac{di}{dt} \Big|_{t=0} = L_s A_1 (P_1 - P_2)$$

$$\text{而由电容的概念知 } \frac{\int idt}{C_p} = V_{Cp}$$

$$\text{所以 } \frac{\int idt}{C_p} \Big|_{t=0} = V_{Cp} \Big|_{t=0} = -V_0$$

$$\text{又 } i|_{t=0} = 0$$

将上面三项同时代入(3)式, 有:

$$L_s A_1 (P_1 - P_2) - V_0 = 0,$$

$$\text{所以 } A_1 = \frac{V_0}{L_s (P_1 - P_2)} \quad (9)$$

将(7)、(9)代入(8), 有:

$$\begin{aligned} i &= \frac{V_0 e^{-\frac{r}{2L_s} t}}{L_s \sqrt{\frac{1}{L_s C_p} - \left(\frac{r}{2L_s}\right)^2}} \\ &\quad \times \sin \sqrt{\frac{1}{L_s C_p} - \left(\frac{r}{2L_s}\right)^2} t \end{aligned}$$

$$\text{令 } \omega' = \sqrt{\frac{1}{L_s C_p} - \left(\frac{r}{2L_s}\right)^2}, \quad \frac{r}{2L_s} = b,$$

则 i 变成:

$$i = \frac{V_0}{L_s \omega'} e^{-bt} \sin \omega' t \quad (10)$$

由方程(3):

$$V_{Cp} = \frac{\int idt}{C_p} = -L_s \frac{di}{dt} - ir$$

将(10)式代入 V_{Cp} :

$$\begin{aligned} V_{Cp} &= -L_s \frac{V_0}{L_s \omega'} [\omega' \cos \omega' t e^{-bt} \\ &\quad + (-b) e^{-bt} \sin \omega' t] \\ &\quad - \frac{r V_0}{L_s \omega'} e^{-bt} \sin \omega' t \end{aligned}$$

进行变量代换,令:

$$\sin \varphi' = \frac{\omega'}{\sqrt{b^2 + \omega'^2}} \quad \cos \varphi' = \frac{b}{\sqrt{b^2 + \omega'^2}}$$

且
$$\sqrt{b^2 + \omega'^2} = \frac{1}{\sqrt{L_s C_p}}$$

代入 V_{C_p} 式,则有:

$$V_{C_p} = -\frac{V_0}{\omega' \sqrt{L_s C_p}} e^{-bt} \sin(\omega' t + \varphi') \quad (11)$$

将(11)式和 V_{C_s} 代入(1),有:

$$\begin{aligned} V_i &= V_{C_s} + V_{C_p} \\ &= V_0 - \frac{V_0}{\omega' \sqrt{L_s C_p}} e^{-bt} \sin(\omega' t + \varphi') \end{aligned}$$

若令 $\varphi' = \varphi - 90^\circ$, 代入上式,得火花隙击穿后 Blumlein 电路开路输出电压:

$$\left\{ \begin{aligned} V_i &= V_0 \left[1 - \frac{1}{\omega' \sqrt{L_s C_p}} e^{-bt} \cos(\omega' t + \varphi) \right] \end{aligned} \right. \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \omega' &= \sqrt{\frac{1}{L_s C_p} - \left(\frac{r}{2L_s}\right)^2} \end{aligned} \right. \quad (13)$$

四、结果分析

1. 输出电压的波形

Blumlein 电路开路输出电压 V_i 是一个衰减的余弦振荡。

由(12)式作出波形曲线,示于图 5。

2. 影响提高 N_2 分子激光器峰值功率的电路参数

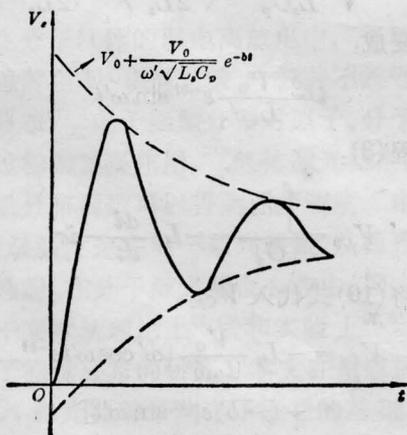


图 5 Blumlein 电路的开路输出电压波形

大多数研究 N_2 分子激光器的兴趣在于如何提高激光的输出功率,而最感兴趣的问题又是如何提高脉冲的峰值输出功率。下面由(11)式来加以讨论。

激光器的峰值输出功率与激光器气体击穿电压的平方成正比^[4];激光器气体的击穿电压又随着加在器件上电压的上升速率增加而增大^[3]。因而,激光器的峰值功率随器件端压的上升速率增加而增大。

将(12)式对时间求导数,有:

$$\begin{aligned} \frac{dV_i}{dt} &= d \left[V_0 \left(1 - \frac{1}{\omega' \sqrt{L_s C_p}} \right) \right. \\ &\quad \left. \times e^{-bt} \cos(\omega' t + \varphi) \right] / dt \\ &= \frac{V_0}{\omega' L_s C_p} e^{-bt} \cos(\omega' t + \varphi - \theta) \end{aligned} \quad (14)$$

在上式中,欲使 dV_i/dt 增大,则必须使 $V_0 \uparrow$, $L_s \downarrow$, $C_p \downarrow^*$ 。即为了提高 N_2 分子激光器的脉冲峰值功率,除了增加储能电容器上电压以外,还必须尽量减小火花隙及回路的电感量,减小脉冲传输线的电容量(当然,传输线不能太短,因传输线电容与储能电容数值还有一个匹配关系)。 L_s 、 C_p 就是对提高器件的峰值功率有影响的电路参数。

3. 对 W. A. Fitzsimmons 和专著[6]等给出的 Blumlein 电路开路输出电压表示式的讨论

W. A. Fitzsimmons 等人在文献[2]中给出了如下的 Blumlein 电路开路输出电压近似式:

$$\left\{ \begin{aligned} V &= V_0 (1 - e^{-t/\tau} \cos \omega t) \end{aligned} \right. \quad (15)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \omega &\approx \frac{1}{\sqrt{L_s C_p}} \end{aligned} \right. \quad (16)$$

国内出版的《激光器设计基础》^[6]也引用了这两个式子,但把(16)式中的“ \approx ”变成了

* 为了简明地看出 L_s 、 C_p 对器件脉冲峰值功率的影响,在(14)式中, ω' 可做如下近似:令 $r \approx 0$,则 $\frac{dV_i}{dt}$ 的幅值变为: $\frac{V_0}{\sqrt{L_s C_p}}$ 。这样,欲使 $\frac{dV_i}{dt} \uparrow$, 则有 $V_0 \uparrow$, $L_s \downarrow$, $C_p \downarrow$ 。

“=”。《激光器设计基础》以等幅振荡的角频率代替了 Blumlein 电路的阻尼余弦振荡的角频率，这与衰减电阻的实际存在是相矛盾的，因而不能成立。

将(15)式与(12)式比较。

$$\text{当 } \frac{1}{\omega' \sqrt{L_s C_p}} = 1 \quad \varphi = 0 \text{ 时,}$$

(12)式就演变成了(15)式。由此可见，本文给出的 Blumlein 电路阻尼余弦振荡表示式是一个普遍适用的表示式，通过解回路方程得到的解是严格的。这个解析解是对 W. A. Fitzsimmons 等人的近似式的补充和修正。

同样，书[6]中的 Blumlein 电路开路输出电压的表示式亦应作类似的修正。

4. 文[1]给出的 Blumlein 电路开路输出电压表示式不能成立。

文[1]给出了如下的 Blumlein 电路开路输出电压表示式：

$$\left\{ \begin{aligned} V &= \{V_0 / [(1 + C_p) / C_s]\} (1 - \cos \omega_r t) \quad (17) \\ \omega_r &= [(C_s + C_p) / C_p C_s L_s]^{1/2} \quad (18) \end{aligned} \right.$$

由(17)式，文[1]给出的电压是等幅余弦振荡。W. A. Fitzsimmons 等和 A. W. Ali 均曾分别测量出 Blumlein 电路的开路输出电压波形，证明该电压是阻尼余弦振荡^[3,5]，与[17]式相矛盾，而与本文给出的(12)式很好地一致。因而，对 Blumlein 电路，文[1]的等效线路和(17)、(18)式是不能成立的。

必须指出的是，文[1]的(17)、(18)式实际上是 Geller 装置^[3]的输出电压。Geller 在他的 N₂ 激光器里用 20 个火花隙平行安置作为转换开关，开关转换时间低于 2 毫微秒，这样衰减可以忽略(在单一火花隙里，衰减是不能忽略的)。笔者求解了如图 3 等效线路的回路方程，即得(17)、(18)两式。运算过程在此略去。

文[1]给出的如图 3 的等效线路不是图 1 Blumlein 的等效线路，因而导致了不正确的结论。

若把 20 个火花隙换成一个火花隙，但仍然按 Geller 激光器的样子连接元件，则得到了图 6 的电路，称之为电容器转换电路。它的等效电路如图 7。图 7 较图 3 多了个衰减电阻。电容器转换电路的开路输出电压与 Blumlein 电路的输出电压不同，现求解如下：

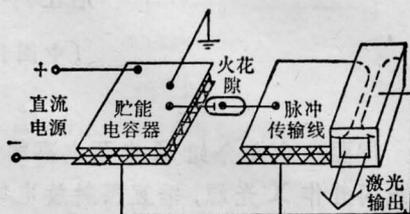


图 6 电容器转换电路原理图

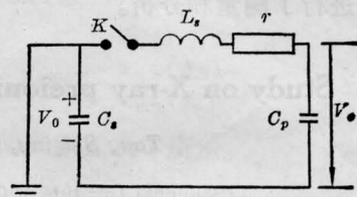


图 7 电容器转换电路充电等效线路

列出回路方程，

$$L_s \frac{di}{dt} + ir + \frac{\int idt}{C_s} + \frac{\int idt}{C_p} = 0 \quad (19)$$

初始条件：

$$\left\{ \begin{aligned} i|_{t=0} &= 0 \\ V_{C_s}|_{t=0} &= -V_0 \\ V_{C_p}|_{t=0} &= 0 \end{aligned} \right.$$

令 $C = \frac{C_s C_p}{C_s + C_p}$ ，运用积分公式：

$$\int e^{au} \sin nu \, du = \frac{e^{au} (a \sin nu - n \cos nu)}{a^2 + u^2} + D$$

解微分方程(19)。略去繁琐的运算过程，给出方程(19)的解：

$$V_t = \frac{V_0 C_s}{C_s + C_p} \left[1 - \frac{1}{\omega' \sqrt{L_s C}} \times e^{-bt} \cos(\omega' t + \varphi) \right] \quad (20)$$

式(20)就是电容器转换电路的开路输出电压，这个电路的实际例子示于[2]的图 2(b)。

(下转第 146 页)

的腔内功率密度下获得锁模激光输出。

我们的实验测量表明,在 1.06 微米处五甲川的 1, 2-二氯乙烷溶液和十一甲川的丙酮溶液的吸收截面分别为 2.6×10^{-16} 厘米² 和 4.2×10^{-16} 厘米²。因为十一甲川的吸收峰偏离 1.06 微米较远(见图 1), 所以吸收系数较小。参考前面测定的吸收恢复时间 τ_a , 并按下式估计了饱和强度:

$$I_s = h\nu / 2\sigma\tau_a$$

对五甲川的 1, 2-二氯乙烷溶液 $I_s \approx 38.5 \times 10^6$ 瓦/厘米², 而十一甲川的丙酮溶液 $I_s \approx 35 \times 10^6$ 瓦/厘米²。可见五甲川具有更好的锁模性能。

(2) 在讨论激光染料的光谱性能时, 激发态的荧光寿命 τ_a , 峰受激发射截面 σ_p 和辐射量子效率 η 是三个重要参数。对五甲川的 1, 2-二氯乙烷溶液和十一甲川的丙酮溶液测定的 τ_a , σ_p 和 η 在表 2 中给出。

表 2

染料	荧光寿命 τ_a (秒)	受激发射峰截面 σ_p (厘米 ²)	辐射寿命 τ_r (秒)	辐射量子效率 η
五甲川 (1, 2-二氯乙烷)	9×10^{-12}	2.6×10^{-16}	2×10^{-8}	0.45×10^{-3}
十一甲川 (丙酮)	30×10^{-12}	4.2×10^{-16}	1×10^{-8}	2.7×10^{-3}

由于荧光寿命较短, 与其他激光材料相

(上接第 151 页)

研究电容器转换电路与 Blumlein 电路输出电压的差别。

对比 (20) 式与 (12) 式, 发现二式括号内的项形式相同, 不同的是 (20) 式的幅值较 (12) 式电压幅值小。若令 $C_s = C_p$, 则 (12) 式的幅值约为 (20) 式幅值的 2 倍。由此可以得出结论, 在相同电源电压、相同电路参数情况下, Blumlein 电路输出电压约为电容器转换电路输出电压的 2 倍, 这就是大多采用 Blumlein 电路作为快放电电路的原因之一。

最后, 还需指出, 激光器的气体在 V_i 远

比辐射量子效率也不甚高, 但当用钹玻璃 1.06 微米较高功率激光辐射激发时, 与其他红外染料的荧光量子产额相比(见表 1), 表明十一甲川和五甲川都有很好的发射特性。在表 1 中列出的 No. 26 染料, 已在 W. Kaiser 的实验室中实现了激光发射, 他们利用锁模 Nd: YAG 激光器做同步泵浦源, 用棱镜做调谐元件, 结果在 1.15 到 1.24 微米的近红外光谱区, 获得了 5.5 微微秒的可调谐激光输出^[3]。同时 Kodak 9860 也表现出了激光作用^[4]。从表 1 可见, 五甲川的 1, 2-二氯乙烷溶液, 相对荧光量子产额与 No. 26 染料和 Kodak 9860 染料相当, 而十一甲川的丙酮溶液则要更高。但这二种染料, 尤其是十一甲川染料的光化稳定性较差, 荧光峰又恰好落在 1.06 微米处, 估计对它的研究兴趣将减小。但更有意义的光化学稳定性好的新型红外染料的研究工作, 目前正在开展。

参 考 文 献

- [1] B. Kopainssy., W. Kaiser; *Opt. Commun.*, 1980, **32**, No. 5, 886.
- [2] W. Kranitsky *et al.*; *Opt. Commun.*, 1981, **36**, No. 2, 149.
- [3] 邱佩华, B. Kopainssy.; 《物理学报》, 1982, **31**, No. 2, 243.
- [4] A. Seilmeier *et al.*; *Appl. Phys.*, 1980, **22**, 355~359.

未达最大值时就已击穿放电。

参 考 文 献

- [1] 《氮分子激光器》, 上海复旦大学光学系编, 1976, 3.
- [2] W. A. Fitzsimmons *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, **QE-12**, No. 10, 624.
- [3] 陈滇; “氮分子紫外脉冲激光器”, 《激光与光学》, 1976, No. 1.
- [4] B. Godard; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1974, **QE-10**, No. 2, 147.
- [5] 郭光灿; “氮分子激光器的最新发展”, 《激光与光学》, 1978, No. 3.
- [6] 赫光生, 雷仕溇编著; 《激光器设计基础》, 上海科技出版社出版, p. 192 (1979, 6).