

一根剖面为平面，圆形或棱形的导体。放电过程是由可供连续充电的高压电源通过电阻 $R_1, R_2, \dots, R_n$ 向各小电容 $C_1, C_2, \dots, C_n$ 充电结束后，当外加触发脉冲使闸流管导通时，各个小电容上的电能便几乎同时向放电管放电。

图1.3—60是电阻-针电极大气压激光器简图。类似图1.3—63，只是用电阻取代电容。但工作原理却不全同。电阻 $R_1, R_2, \dots, R_n$ 等还起着限流作用。在气体未着火前，针头上的电位都相同，若某一电阻上首先有电流通过，则该点上的电位将降低。其余没有电流通过的电阻，针头上的电位仍为原值，从而能保证没有放电的针头也能放电。而首先放电的通道内其电流密度受到限制，因此保证了整个放电区域内能均匀放电。其次是针头的电晕作用能稍许降低着火电压。

这种分组电极结构的放电状态是由有限数目的细小放电通道组成，所以放电区域有限，气体密度均匀性较差，因而激光光束的发散角一般也比较大；且放电状态不很稳定，往往需要降低着火电压，或者加进大量氦气才能正常工作（He较贵）。

2) 降低气体着火电压主要有以下几种方法：

①在工作气体中混入适量着火电压较低的气体（例如He气）。当电路参数固定且He的比例增加时，能降低放电阻抗、着火电压和气体温度。若采用如图1.3—60的分组电极结构时，还观察到放电通道扩大。此外，掺入一些诸如 $H_2$ 、 $C_2$ 、空气、二甲苯等分子气体也有同样效果。

②控制气体电离。这是利用辅助电极或各种高能射线在主电极放电之前使电极表面（或待放电的空间内）电荷均匀分布。据不同的电极形状有不同控制气体电离的方法，如：

片状电极的阴极是由一排交替相间的极薄金属片条和绝缘棒构成（见图1.3—64），绝缘棒（如玻璃管、石英管等）内装有金属细丝（直径约0.5毫米的镍丝），其表面容易产生电晕。所有金属片条用导线连在一起构成主电极B，而绝缘棒内的金属丝连在一起构成辅助电极G，阳极为A。在电极A、B间放电之前，首先在B电极和辅助电极G之间加上高压，在强电场作用下，B电极表面产生均匀电荷分布。在延迟时间 $\tau$ 之后，若加高压于电极A、B，即可获得较均匀的放电。时间的延迟取决于电路中延时网络LC。正确选择延时值 $\tau$ 对工作特性有重大的影响。 $\tau$ 值太小则预电离不足， $\tau$ 值过大则预电离产生的自由电荷将损耗过多（如复合、扩散等），预电离效果不佳。 $\tau$ 值一般选择在1~3微秒。

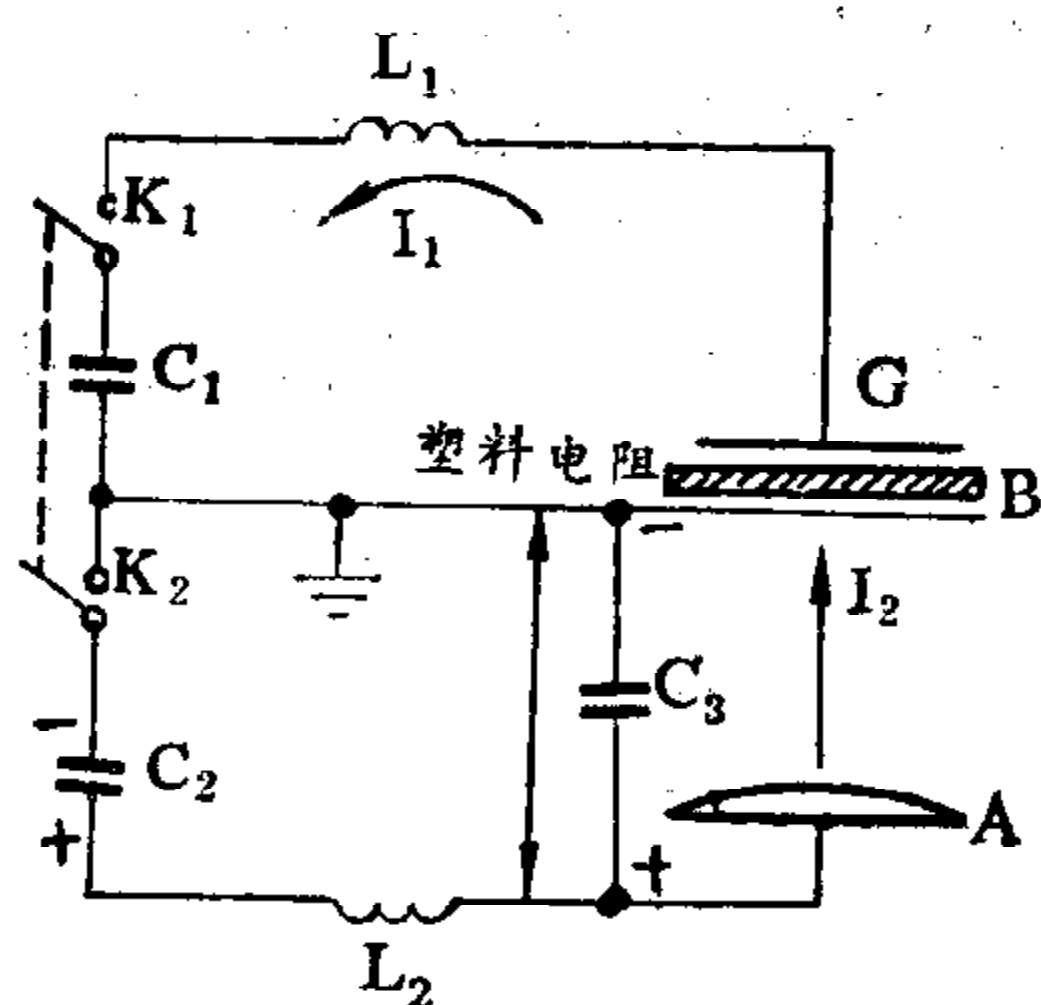


图1.3—64 片条电极结构延时网络简图

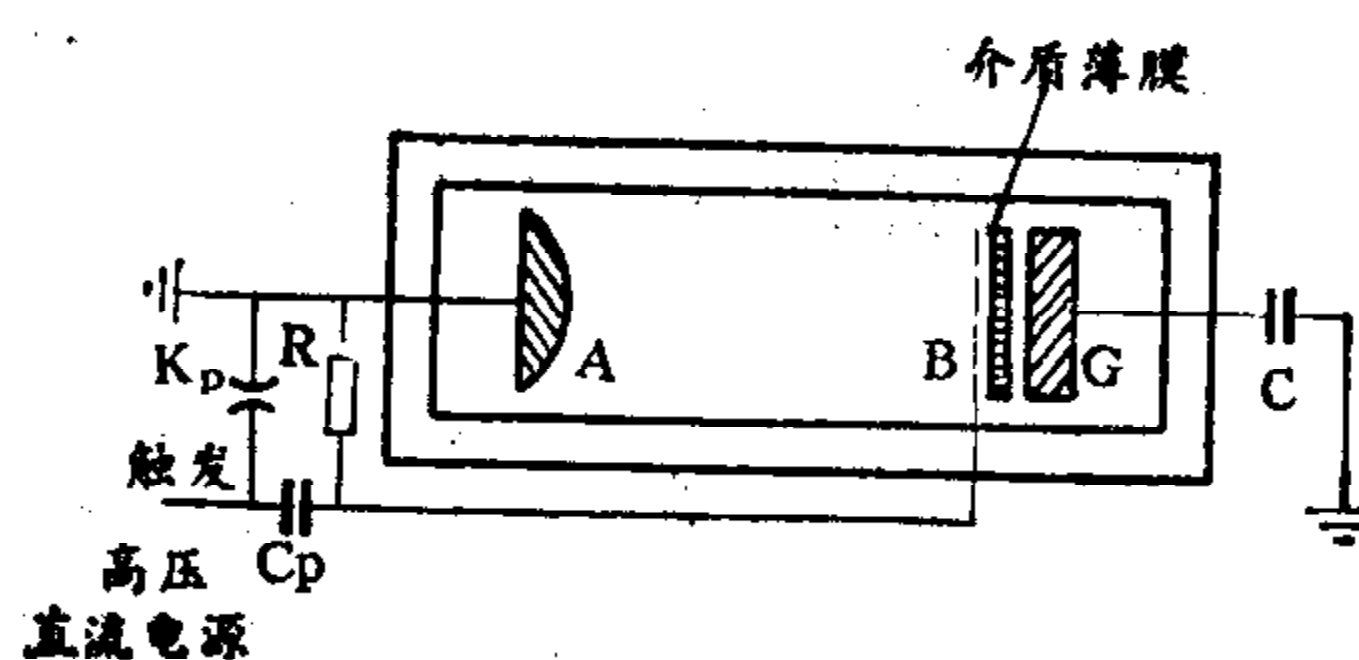


图1.3—65 栅状电极放电线路图

栅状电极结构如图1.3—65所示。主电极B是一块由直径约0.1毫米的金属丝构成的金属网，它与辅助电极G之间隔着一层厚度约几十微米的介质膜。当高压电脉冲加到主电极A、B上

时,快速上升的脉冲前沿首先通过耦合小电容 $C_p$ 在电极 $B$ 和辅助电极 $G$ 间建立起强电场,在 $B$ 电极上造成均匀的初始电荷分布。或直接在 $B$ 电极与 $G$ 电极之间进行高频放电,以产生预电离分布。

用各种高能射线也能产生预电离。如利用具有一定能量(兆电子伏特)的电子束,可在整个工作空间预先实现均匀电荷分布,而不仅限于电极表面附近。注入的电子束本身既能导电,又在气体中增殖新的电子。例如0.1兆电子伏的电子,在一个大气压 $\text{CO}_2$ 气体中,通过一厘米的路程,大约能产生属于低能电子的100对电离对,激发工作的气体分子,故可使形成放电通道和激发分子用的电子源分开。高能量电子则提高电离速率,而低能量电子则激发分子。两者的来源分开便能保证各自选择最佳条件。

工作时所需的电子束流密度 $J$ 安培/厘米<sup>2</sup>可由下面的简单关系式估计:

$$J = en_0^2 \alpha / n_p \quad (1.3-78)$$

式中 $e$ 是电子电荷; $\alpha$ 是离子和电子复合系数,约为 $10^{-7}$ 厘米<sup>3</sup>/秒; $n_p$ 是增殖离子对; $n_0$ 是电子密度。取实验值 $n_p = 100/\text{厘米}^3$ ,根据此式可求得在 $J \geq 30$ 毫安/厘米<sup>2</sup>的电子束流“辅助”下,能控制电子密度 $n_0 \geq 5 \times 10^{12}$ 个/厘米<sup>3</sup>的主放电。

对电子束能量的要求根据电子能量与射程关系来确定,即工作气压、气体成分、主放电电极间的距离和电场强度等来确定。表1—14列出了数种气体成分的电子能量与射程。

产生高能电子束的简单装置是热阴极电子枪和冷阴极电子枪,前者是利用直热式的灯丝或旁热式阴极在大约20万伏高压作用下发射电子;后者是在一定气压下的等离子体阴极发射。

用紫外线电离气体也是一种行之有效的方法。与电子束相比产生紫外光的电压较低,注

表1—14 一大气压几种混合气体成分的电子能量损失

气体混合比 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$	气体密度 毫克/厘米 <sup>3</sup>	150 千伏		200 千伏		400 千伏	
		$E_s$	$R_E$	$E_s$	$R_E$	$E_s$	$R_E$
2:3:5	0.785	2.6	38	1.9	64	1.3	190
1:2:3	0.955	3.2	31	2.3	52	1.6	155
1:0:3	0.571	1.9	52	1.4	87	1.0	260
1:0:0	1.81	6.0	16	4.3	28	3.0	83

$E_s$ ——电场强度(千电子伏/厘米); $R_E$ ——射程(厘米—大气压)。

入射线的窗口材料的要求也不如电子束的苛刻,实际上往往将紫外光源与主放电电极装在同一容器内,而省却注入窗口。

目前采用的紫外光源有氙灯、氢灯、强场电弧或火花放电等。用氙灯作为光预电离时,主电极 $A$ 、 $B$ 之间的气体在氙灯强光照射下产生电离,实验测定,能在大约 $20 \times 1 \times 1$ 厘米<sup>3</sup>体积内产生并维持高达 $10^{13}$ /厘米<sup>3</sup>的电子密度。

使用强电场电弧或火花作为紫外光源的结构可在主电极两侧放置一对辅助电极 $C_1$ 、 $C_2$ 和 $C_3$ 、 $C_4$ (见图1.3—66),当其产生弧光或火花放电时便有强紫外辐射。器件运转时,先由直流电源通过电阻 $R_3$ 、 $R_1$ 和电阻 $R_4$ 、 $R_2$ 分别向主放电电容 $C_1'$ 和 $C_2'$ 充电。闭合放电隙开关 $\text{SG}_1$ ,使倍增开关 $\text{SG}_2$ 也由于两端电位差自动

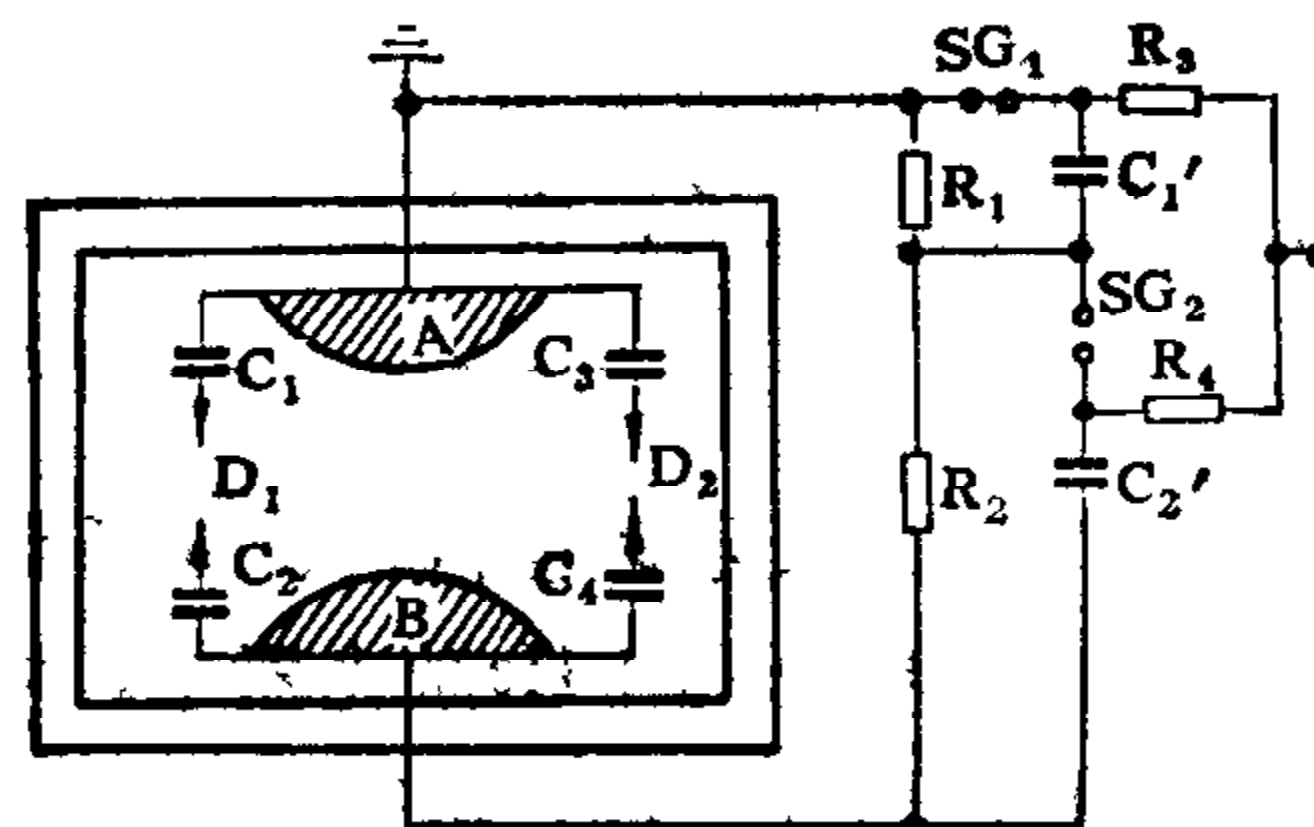


图1.3—66 强场火花放电路线图

闭合,主电极A、B之间的电位差因而开始上升。由于电容器 $C_{1-4}$ 的电容量小以及 $D_1$ 、 $D_2$ 之间距离短,而使两对辅助电极先放电,因而给主电极A、B的放电提供了预电离的紫外光源。下面列举一些强场火花放电的光电离器件结构参数,以供参考,

主电极宽约3.7厘米,主电极A、B间距3.7厘米;

火花电极间距 $D_1$ (或 $D_2$ )约1.5厘米;

电阻  $R_1 = R_2 \approx 100$  千欧姆,  $R_3 = R_4 \approx 1$  兆欧姆;

电容  $C_1 = C_2 \approx 0.1$  微法。

在长约3米的大气压 $\text{CO}_2$ 激光器中可以获得125焦耳的脉冲光能量,峰值功率大于1千兆瓦。

弧光或火花放电装置的电极位置也可在一个主电极(见图1.3—67(b))后面。电极B是金属网状结构,如图1.3—67所示的那样。在金属网下面放置的电弧放电装置同前,只增添了电容器C、电阻R和开关 $K'$ ,以便能更好地控制延时放电。当触发电极G发生放电时,产生强烈紫外光,穿透电极B使A、B电极空间产生预电离。

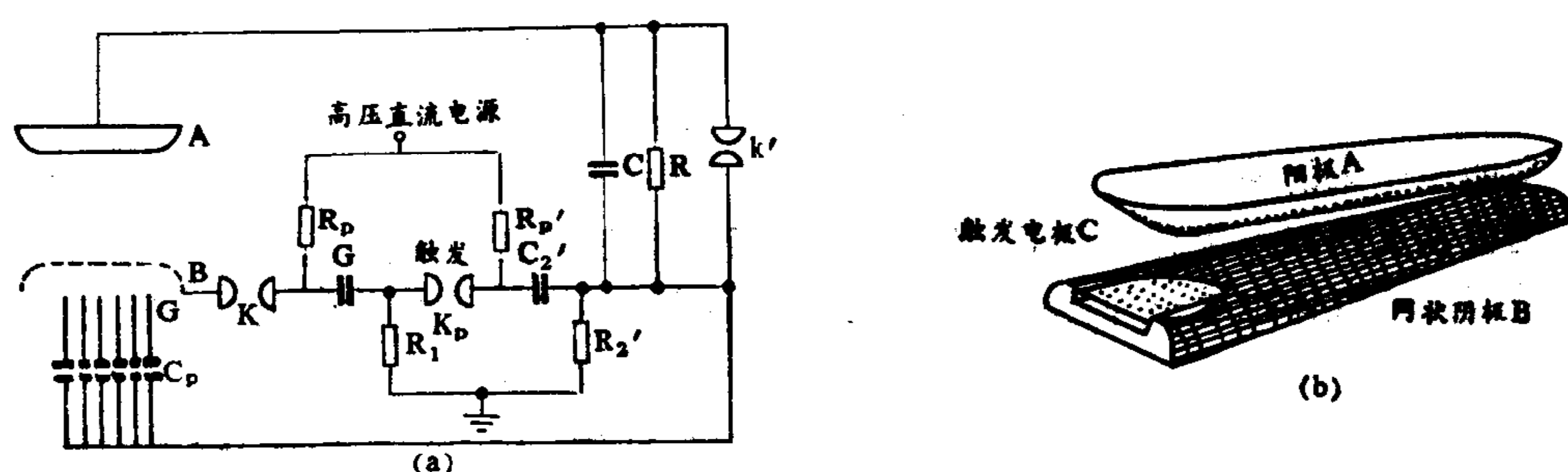


图1.3—67 网状电极放电线路和电极结构图

使 $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ 混合气体中产生光电离主要靠He原子发射的584埃辐射。实验证明,波长小于1000埃的紫外光在一个大气压气体中的有效射程大于10厘米,可以使 $\text{CO}_2$ 混合气体中的电离率大于 $10^{11}$ 。说明光电离办法可以控制较大体积的均匀放电。并已在主电极间隔约30厘米(横截面积约 $10^3$ 厘米<sup>2</sup>)、工作气压高达15个大气压的激光器中使用了光电离技术。

实验观察到光电离速率与光通量的平方成正比。反映了双光子过程在光电离中起着重要作用。

## 2. 输出特性

(1) 增益频率宽度 在讨论低气压气体激光器的增益频率宽度时,一般只要考虑能级的自然线宽和多普勒展宽就已足够,但在高压激光器中,谱线碰撞展宽更为重要。在一个大气压条件下,碰撞展宽远远超过多普勒展宽。辐射粒子通常可能发生辐射粒子与其周围异类中性粒子、同类粒子、带电粒子三种碰撞(非弹性碰撞)。由于碰撞而引起的谱线宽度为:

$$\Delta\nu_c = 1/2 \pi \tau_c = 2 \sigma n \bar{v} / \pi \quad (1.3-79)$$

其 $\sigma$ 、 $n$ 、 $\bar{v}$ 分别表示碰撞截面、粒子数密度、粒子平均速度。 $\tau_c$ 是由碰撞决定的弛豫时间。在一大气压 $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ 激光器中, $\sigma = 9 \times 10^{-16}$ 厘米<sup>2</sup>, $n = 3 \times 10^{19}$ 厘米<sup>-3</sup>, $\bar{v} = 5 \times 10^4$ 厘米/秒,由式(1.3—79)求得谱线的碰撞展宽 $\Delta\nu_c \approx 10^9$ 赫。而谱线多普勒展宽通常只有 $\Delta\nu_D = 5 \times 10^7$ 赫,自然展宽 $\Delta\nu_n$ 约 $10^6$ 赫。

从以上粗略估计可知，高压激光器采用锁模技术之后可获得很窄的光脉冲。如一大气压 $\text{CO}_2$ 激光器，用Ge声光调制或饱和吸收体进行锁模，已获得短于1毫微秒的光脉冲；若工作压力只引起谱线作均匀展宽，则可能得到的最短锁模光脉冲将为 $3 \times 10^{-10}$ 秒左右。而在普通低气压的 $\text{CO}_2$ 激光器则只能得到几十毫微秒的锁模光脉冲。

当气压高于一个大气压以后，振-转跃迁的谱线可能彼此交叠，谱线宽度有可能大于 $10^{12}$ 赫，即可获得短于 $10^{-12}$ 秒的锁模光脉冲。

2、增益特性 高压激光器的增益系数较高，每厘米一般可达2%~5%，它与气压有关。当气压高于一个大气压时，各支谱线宽度开始相互交叠，发生重叠谱线的数目与气压有关，所以 $g_0$ 又表现为与气压成正比增加的关系。

大气压激光器的饱和光强很大，约为2.76焦耳/厘米<sup>2</sup>。

(3)方向性 普通 $\text{CO}_2$ 激光器的方向性较之横向激励高压 $\text{CO}_2$ 激光器为好，主要可能是后者放电空间的激活介质不均匀所致。实验表明，若采用具有空间对称分布的螺旋形针电极时，得到的激光发散角较小。

3.波导型横向激励 $\text{CO}_2$ 激光器 为了使器件小型化以适应光雷达，光通信等方面的要求，最近产生了波导型横向激励 $\text{CO}_2$ 激光器，这种器件的结构示于图1.3—68(b)。由金属与玻璃合作成的方形小孔起复合介质波导的作用，孔的截面只有 $1 \times 1$ 毫米<sup>2</sup>，上盖板是用与玻璃熔封起来的可伐棒作成，下盖板为一铁块，二者起放电电极作用。上下盖板之间用玻璃片隔开，中间呈矩形波导孔，四壁均经光学抛光以降低损耗。整个激光器的大小可置于手掌中。其工

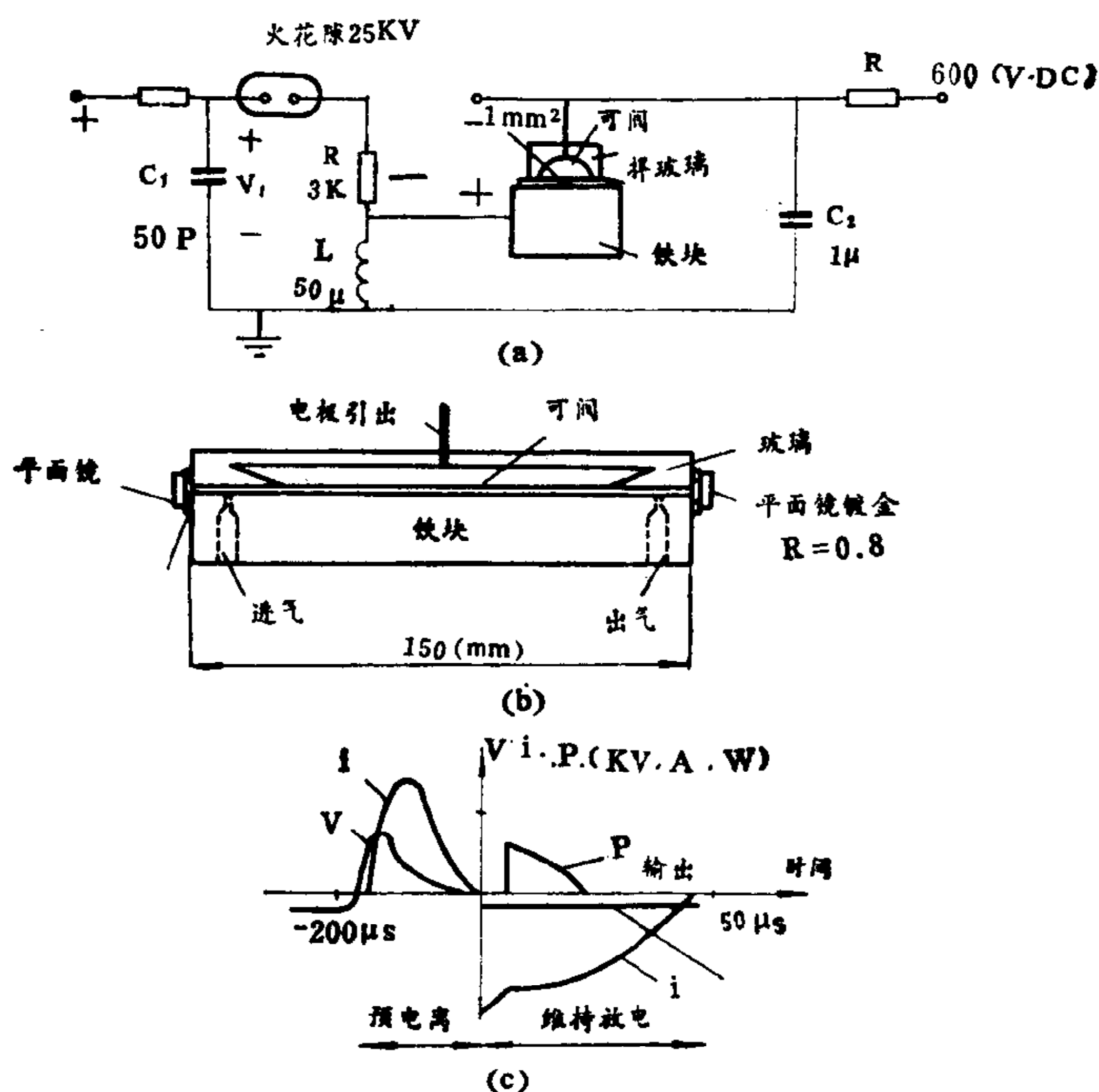


图1.3—68 大气压横向激励TE波导激光器

作方法也较简单，仅靠两个脉冲便能获得气体的均匀激发。其原理是首先使用一个高压窄脉冲(50毫微秒)产生预电离，之后即再加一个低压脉冲维持放电以产生激光。脉冲电路与脉冲波形见图1.3—68(a)、(c)。



大气压横向激励波导激光器又叫TE激光器。由于 $\text{CO}_2$ 气体的分解，其封离寿命很短。近来在器件中添加 $\text{CO}$ 和 $\text{H}_2$ 气后已获得很大突破，封离寿命可达 $10^6$ 次脉冲以上。

## (二) 气体流动二氧化碳激光器

工作气体流动时冷却效果最好。既能降低下激光能级粒子数密度，又能增加上激光能级的激发速率。近年来，利用高速流动方法使激光器的输出功率和效率得到很大提高，每米连续输出功率上万瓦。某些国家已生产几千~二万瓦这种类型的连续器件作焊接或加工用。其缺点是装置比较麻烦。气体消耗量大。流动 $\text{CO}_2$ 激光器可分为如下类型

**1. 轴向流动型** 如图1.3—69所示。其气体流动、电流和光轴三者系同一方向。气体从一端进入，由抽气机从另一端抽走。冷却效果由 $\text{CO}_2$ 分子在放电区域内停留时间 $\tau_f$ 来量度。因为放电长度 $l$ 较长，欲减小 $\tau_f$ 必应有较高的流速，因而气体分布梯度也很高，需要庞大的抽气设备。

**2. 横向流动型** 其特征是激光输出垂直于气体流动方向。图1.3—70是这类激光器的简图。由于气体流经的放电长度 $l$ 比较短，在流速不高的条件下也能有短的停留时间 $\tau_f$ 。另外，还可以降低放电电压。

由于横向流动，激光区的增益截面是矩形的，与普通圆形共振腔不能有良好的匹配，而要求用矩形镜。一般认为用作激光放大器更合适。

**3. 闭合循环流动** 前两类激光器都要浪费大量气体，特别是较昂贵的 $\text{He}$ 气。若用特殊的气体输运泵将所排出的气体冷却后循环使用，则能消除此种缺陷。当气体流速达30~100米/秒时，输出功率每米可上万瓦。

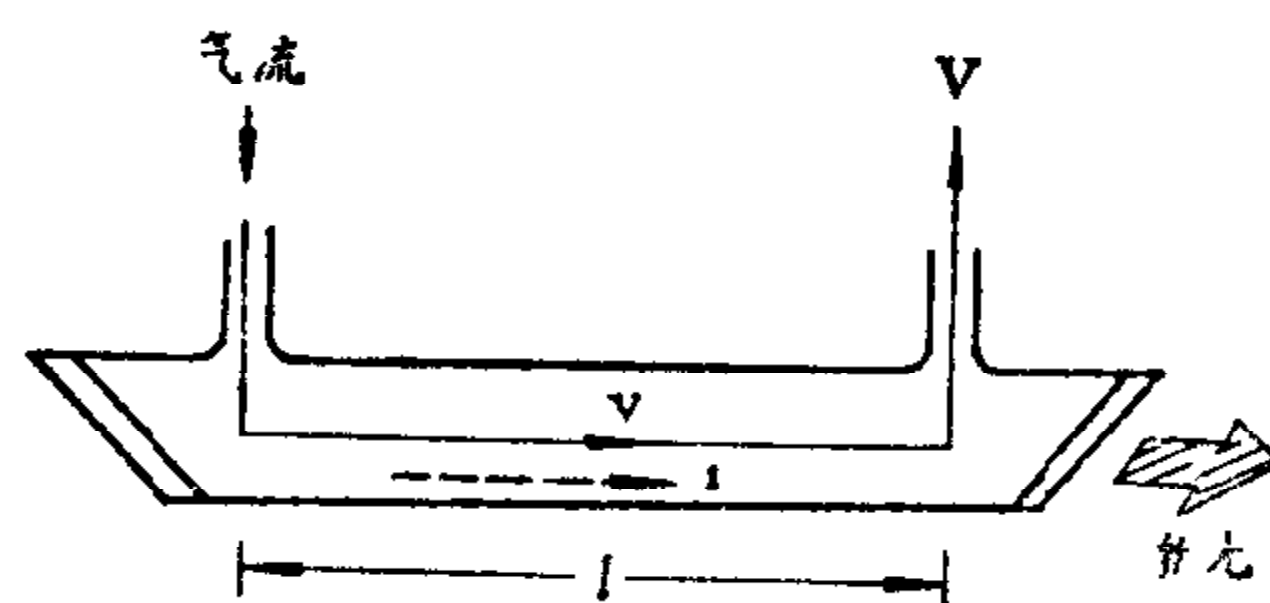


图1.3—69 轴向流动 $\text{CO}_2$ 激光器原理图

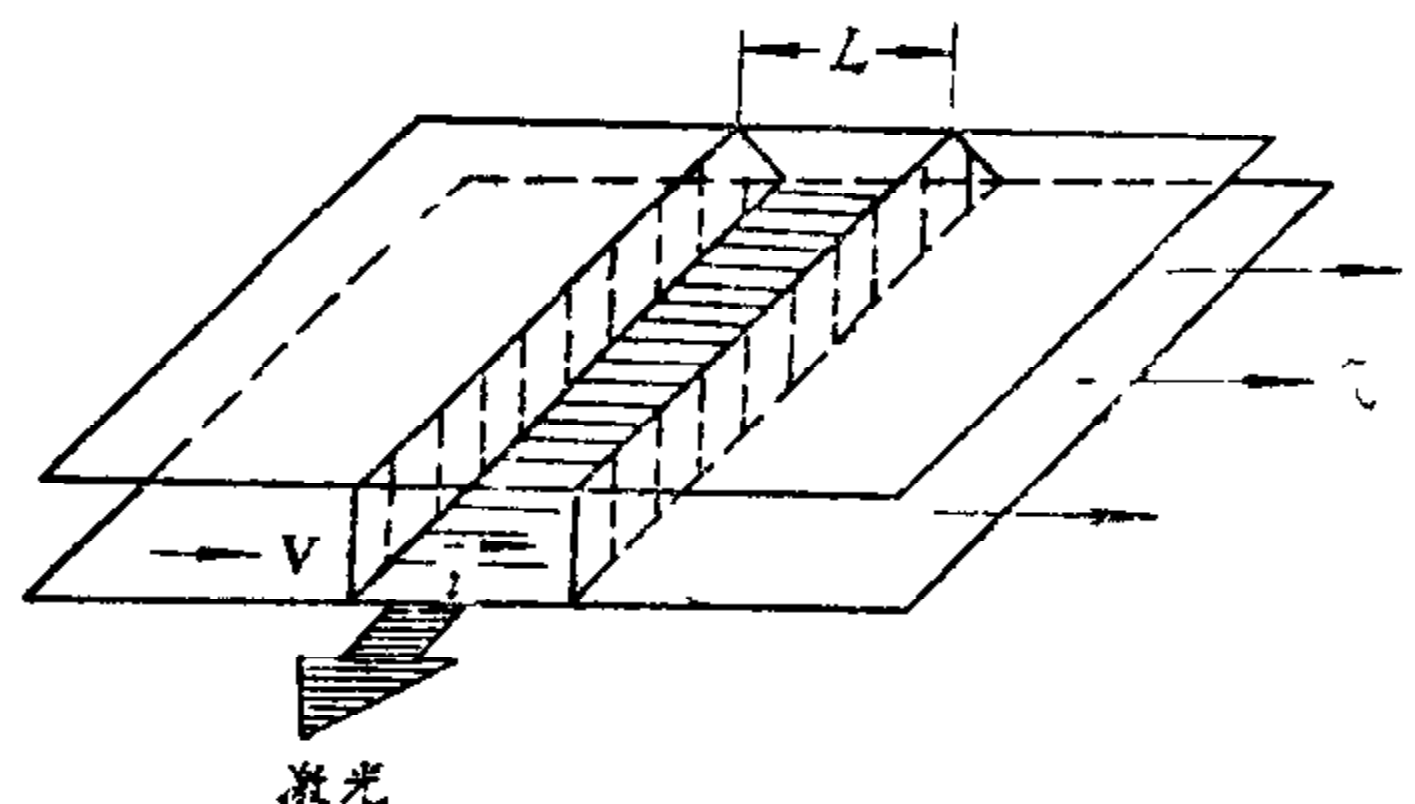


图1.3—70 横向流动 $\text{CO}_2$ 激光器原理图

## § 1.3.9 氮分子激光器

氮分子脉冲激光器的峰值功率高(甚至可达几十兆瓦),脉冲宽度很窄(一般6~10毫微秒,最短可达0.4毫微秒),重复频率高(一般几十到几百赫,最高可达13千赫),发射紫外激光,是一种比较特殊的激光器。在农业育种、检测大气污染、医疗,物质荧光分析、原子和分子激发态寿命测量、喇曼光谱和光化学等方面有着广泛的应用。尤其是用氮分子激光器作为可调谐染料激光器的泵浦源,具有独特的优点。近年来由于激光受控热核反应等研究工作的需要,促使人们在可见光或紫外线领域内寻求高效率大功率的新型激光器,氮分子激光器也是有希望的器件之一。

氮激光器的增益高,而且粒子数反转存在的时间很短(一般小于40毫微秒)。与其它气体激光器不同的是,它实质上是自发辐射的受激放大,不需要谐振腔也能获得大功率的相干光。由于大部分短波长激光器都有类似氮激光器的这种特点,故将氮激光器作为这类激光器的典型来分析。

## (一) 激光上能级的激发

氮激光器输出3371埃紫外激光,它是由 $N_2$ 分子第二正带系统( $G^3\Pi_u-B^3\Pi_g$ )的电子跃迁产生的,其有关能级图如图1.3—71所示。其中 $B^3\Pi_g-A^3\Sigma_g^+$ 第一正带虽然也能产生近红外的激光跃迁,但因增益太低、拟不予讨论。对于第二正带跃迁,由于上能级 $C$ 态的辐射寿命极短,只有40毫微秒,远远小于下能级 $B$ 态的寿命(约10微秒),所以粒子跃迁到 $B$ 态后就会堆积起来。因此,这种激光器只能以脉冲的形式运转,且粒子数反转只能利用上升时间很短的高压脉冲激励才能得到,其电流脉冲上升时间应等于或小于激光上能级的有效寿命。

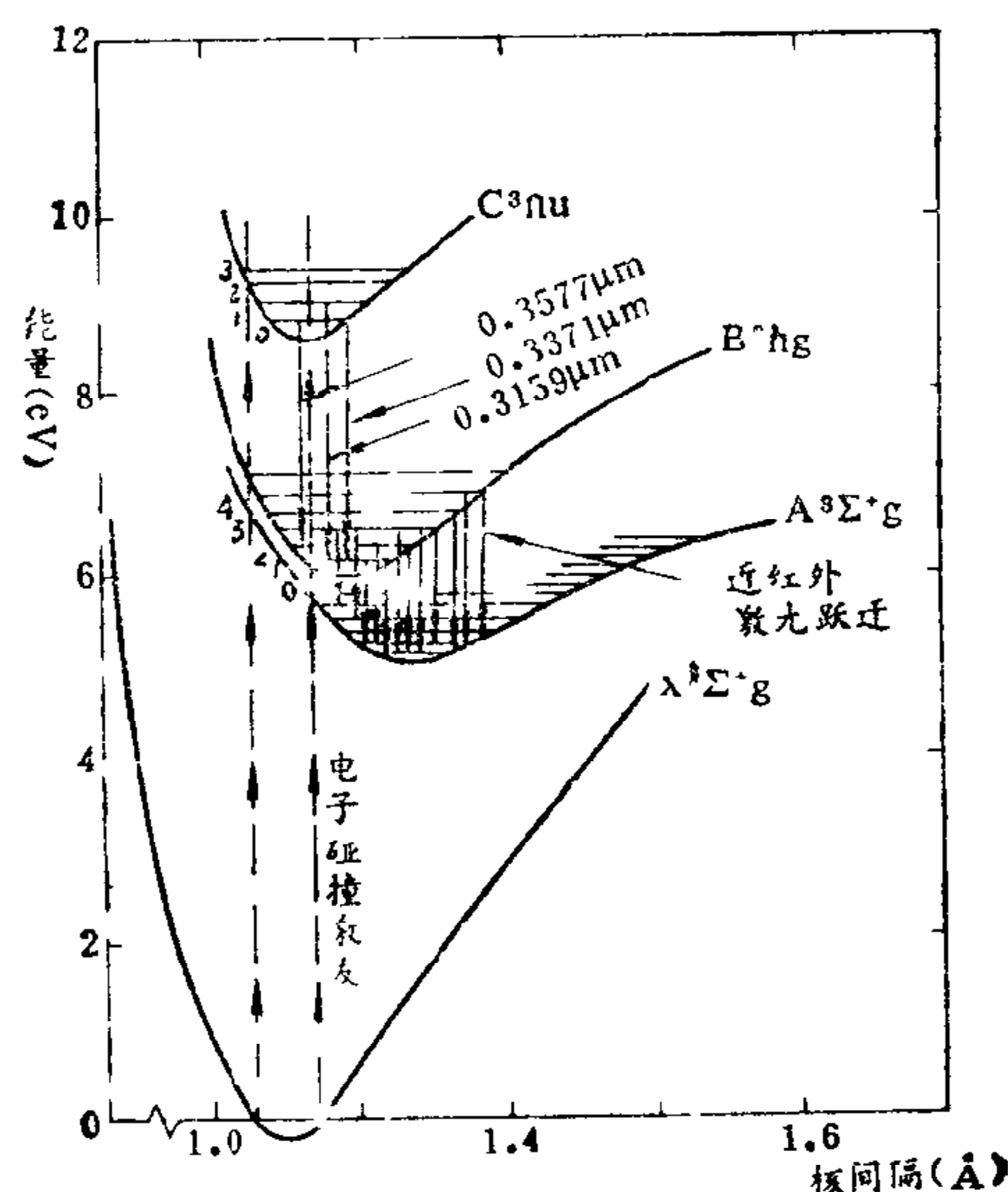


图1.3—71  $N_2$ 分子部分能级跃迁图

第二正带系统的激光跃迁主要由下述三个电子-振动能级间的跃迁产生: $v'=0$ 到 $v''=0$ ,  $v'=0$ 到 $v''=1$ 和 $v'=1$ 到 $v''=0$  ( $v'$ ,  $v''$ 分别表示上下能级的振动量子数),其波长分别为3371埃(0~0), 3577埃(0~1)和3159埃(1~0)。由于分子能级存在超精细结构,即每个振动能级上存在许多转动能级,所以激光输出谱线实际上是由一系列谱线构成,每一条谱线的宽度约为1埃。

$C-B$ 系统激光器中粒子数反转的机理,主要是依靠高能电子与基态氮分子 [ $X^1\Sigma_g^+(v''=0)$ ] 的直接碰撞,有选择地将 $N_2$ 激发到 $C$ 态(已为实验所证实),此时 $B$ 态也同时受到激发,符合夫蓝克-康登原理。从 $N_2$ 分子位能图1.3—71看出,因为 $C$ 态与 $B$ 态的平衡核间距( $r_e$ )大于基态 $X^1\Sigma_g^+$ 的核间距,即

$$r_e(B^3\Pi_g) > r_e(C^3\Pi_u) > r_e(X^1\Sigma_g^+) \quad (1.3-80)$$

所以 $C$ 态激发占优势的将是低振动量子数,即 $v=0, 1, 2$ 。而 $B$ 态则可激发到较高的能级上, $C$ 态和 $B$ 态的每一振动能级,从基态上激发的几率近似地比例于夫蓝克-康登因子,可以计算出各振动能级的激发截面如表1—15所示:

表1—15

N<sub>2</sub> 分子 C 态 振 动 能 级 激 发 截 面<sup>①</sup>

C 态 振 动 量 子 数	上 能 级 $C^3\Pi_u$ $v'$				
	0	1	2	3	4
截 面 <sup>②</sup>		4.6	1.9	1.7	<0.2
$Q_{0v'}$ ( $10^{-18}$ 厘米 <sup>2</sup> )	6.2	3.5	2.0	0.3	<0.1
		3.8	1.6	0.7	0.3

① 激发电子能量为35电子伏；②表中三种截面值是来自不同资料。

表1—16

N<sub>2</sub> 分子 B 态 振 动 能 级 激 发 截 面<sup>①</sup>

B 态 振 动 量 子 数	上 能 级 $B^3\Pi_g$ $v'$										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
截 面 <sup>②</sup>											
$Q_{0v'}$ ( $10^{-18}$ 厘米 <sup>2</sup> )	1.8	4.5	6.5	7.1	7.1	4.8	3.6	2.0	1.2	0.9	0.6

① 激发电子能量为35电子伏；②其中  $\Sigma Q_{0v'} = 4 \times 10^{-17}$  厘米<sup>2</sup>。

由表1—15可以看出，C态上的粒子数主要集中在最低的四个振动能级上，以振动基态的激发截面 $Q_{00}$ 最大。又由表1—16看出，B态的振动基态激发截面 $Q_{00}$ 比 $v'$ 为8以前任一振动态的都小，电子态 $B^3\Pi_g$ 从基态激发的最大截面是 $Q_{03}$ 和 $Q_{04}$ ，其值约为 $Q_{00}$ 的4倍。

比较两表中各振动能级的激发截面后可知，对于最低的几个振动态来说C态的激发截面大于B态的激发截面，即

$$Q_{00}(C^3\Pi_u) = 6.2 \times 10^{-18} \text{ 厘米}^2 > Q_{01}(B^3\Pi_g) = 4.5 \times 10^{-18} \text{ 厘米}^2 > Q_{00}(B^3\Pi_g) = 1.8 \times 10^{-18} \text{ 厘米}^2 \quad (1.3-81)$$

$$Q_{01}(C^3\Pi_u) = 3.5 \times 10^{-18} \text{ 厘米}^2 > Q_{00}(B^3\Pi_g) \quad (1.3-82)$$

依据这些截面值，可判断粒子数反转只能在  $C^3\Pi_u(v' = 0)$  和  $B^3\Pi_g(v'' = 0, v' = 1)$ ， $C^3\Pi_u(v' = 1)$  和  $B^3\Pi_g(v'' = 0)$  能级之间实现，与实验结果一致。从而证实了N<sub>2</sub>分子C—B系统的激发过程主要是电子直接碰撞激发。

表1—17 N<sub>2</sub>分子第二正带 (C—B)

低振动态的夫蓝克-康登因子

上能级	低 能 级 $v''$					
$v'$	0	1	2	3	4	5
0	0.449	0.329	0.147	0.052	0.016	0.005
1	0.390	0.019	0.204	0.200	0.112	0.048
2	0.135	0.322	0.033	0.060	0.161	0.143
3	0.024	0.252	0.163	0.118	0.002	0.089
4	0.002	0.070	0.303	0.048	0.157	0.014

在C—B系统中辐射的相对几率正比于激发截面 $Q_{0v'}$ 和辐射的夫蓝克-康登因子 $q_{v'v''}$ 的乘积。对于C—B跃迁( $v' = 0, 1, 2, 3, 4$ 和 $v'' = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ )的 $q_{v'v''}$ 值列于表1—17中。由 $q_{v'v''}$ 和表1—15列出的 $Q_{0v'}$ 的乘积即可求得，C—B辐射的相对几率为：2.8(0~0)，2.0(0~1)，1.6(1~0)和0.9(0~2)。前三个跃迁对应于实验中观察到的最强激光谱线，即3371埃，3577埃和3159埃。

## (二) 粒子数反转的条件

N<sub>2</sub>分子激光器是三能级的激光系统，其激光上能级、下能级和基态能级分别为 $C^3\Pi_u$ 、 $B^3\Pi_g$ 和 $X^1\Sigma_g^+$ ，设它们的粒子数密度分别为 $n_3$ 、 $n_2$ 和 $n_1$ 。同时，令 $X_{ij}$ 表示从 $i$ 能级至 $j$ 能级的电

子碰撞激发速率,其中  $i > j$ ;  $Y_{ji}$  表示从  $j$  能级至  $i$  能级的电子碰撞消激发速率;  $\tau_{ji}^{-1}$  表示从  $j$  能级至  $i$  能级的辐射衰变速率;  $R_{ji}^{(i)}$  表示感应发射速率,它与谱线宽度、爱因斯坦系数  $B$  和能量密度等有关。决定这些能级粒子数密度的速率方程一般可写为

$$\frac{dn_3}{dt} = X_{13}n_1 + X_{23}n_2 - (Y_{31} + Y_{32} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{32}^{-1})n_3 - R_{32}^{(i)}[n_3 - (g_3/g_2)n_2] \quad (1.3-83)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = X_{12}n_1 + (Y_{32} + \tau_{32}^{-1})n_3 - (Y_{21} + \tau_{21}^{-1} + X_{23})n_2 + R_{32}^{(i)}[n_3 - (g_3/g_2)n_2] \quad (1.3-84)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = (\tau_{31}^{-1} + Y_{31})n_3 + (\tau_{21}^{-1} + Y_{21})n_2 - (X_{12} + X_{13})n_1 \quad (1.3-85)$$

式中  $g_3$  和  $g_2$  分别表示上下激光能级的简并度,对于  $N_2$  分子来说  $g_3 = g_2$ 。

考虑到阈值的情况,我们可以略去感应发射以及激光上能级的电子碰撞消激发,同时,利用  $\tau_{31} \gg \tau_{32}$  (因  $C^3\Pi_u$  为亚稳态)、 $X_{13} > X_{12}$ 、 $\tau_{21} \gg \tau_{32}$  ( $\tau_{32} \approx 40$  毫微秒,  $\tau_{21} \approx 10$  微秒),就可以由速率方程求得如下的解

$$n_3 = n_1 X_{13} t - 1/2 [n_1 X_{13} (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) t^2] \quad (1.3-86)$$

$$n_2 = 1/2 [n_1 X_{13} (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) t^2] \quad (1.3-87)$$

由上述结果不难看出,为了得到粒子数的反转条件应有:

$$t < 1/(Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) \quad (1.3-88)$$

不等式(1.3-88)表示形成粒子数反转必须在  $t < 1/(Y_{32} + \tau_{32}^{-1})$  的时间内完成,否则反转条件将被破坏,激光作用自动终止,这个现象称为“自终止”效应。如果  $\tau_{32}^{-1} \gg Y_{32}$ ,即激光上能级的电子碰撞消激发速率可以略去不计,则反转必须在  $t < \tau_{32}$  的时间内,也就是小于 40 毫微秒的时间内完成,方能产生激光。若电子密度  $n_e > b \times 10^{14}/\text{厘米}^3$ ,  $Y_{32}$  将超过  $\tau_{32}^{-1}$ ,则完成反转的时间还要大大地缩短。上述反转条件要求  $N_2$  激光系统的激发必须非常迅速,也就是要求激发脉冲的前沿很陡,在几个毫微秒时间内达到其峰值。

在  $N_2$  分子激光器中、激光功率密度与激光上能级的激发速率成正比,而激发速率又比例于电子密度与速度平均截面的乘积,速度平均截面是电子温度的函数。

脉冲放电中电子密度取决于放电电源(即充电电容器或传输线)可能供给的电量、充电电压和电路的电感。特别是由于电感限制着放电电流的上升时间,因而也限制着电子密度的增长速率和电子温度的高低,所以电路中的电感对激光的产生有着十分严重的影响。

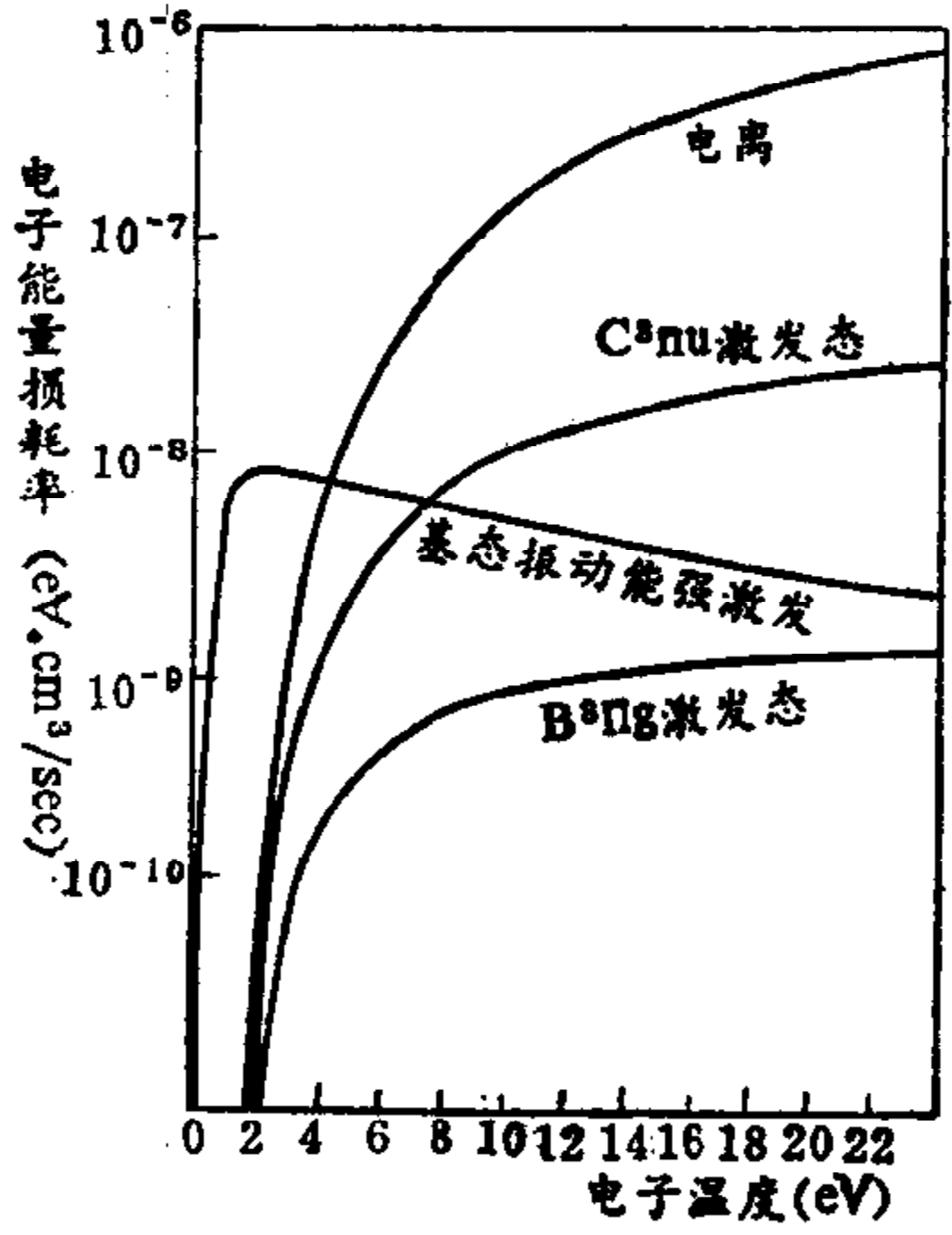


图1.3-72 电子能量损耗率与电子温度的关系

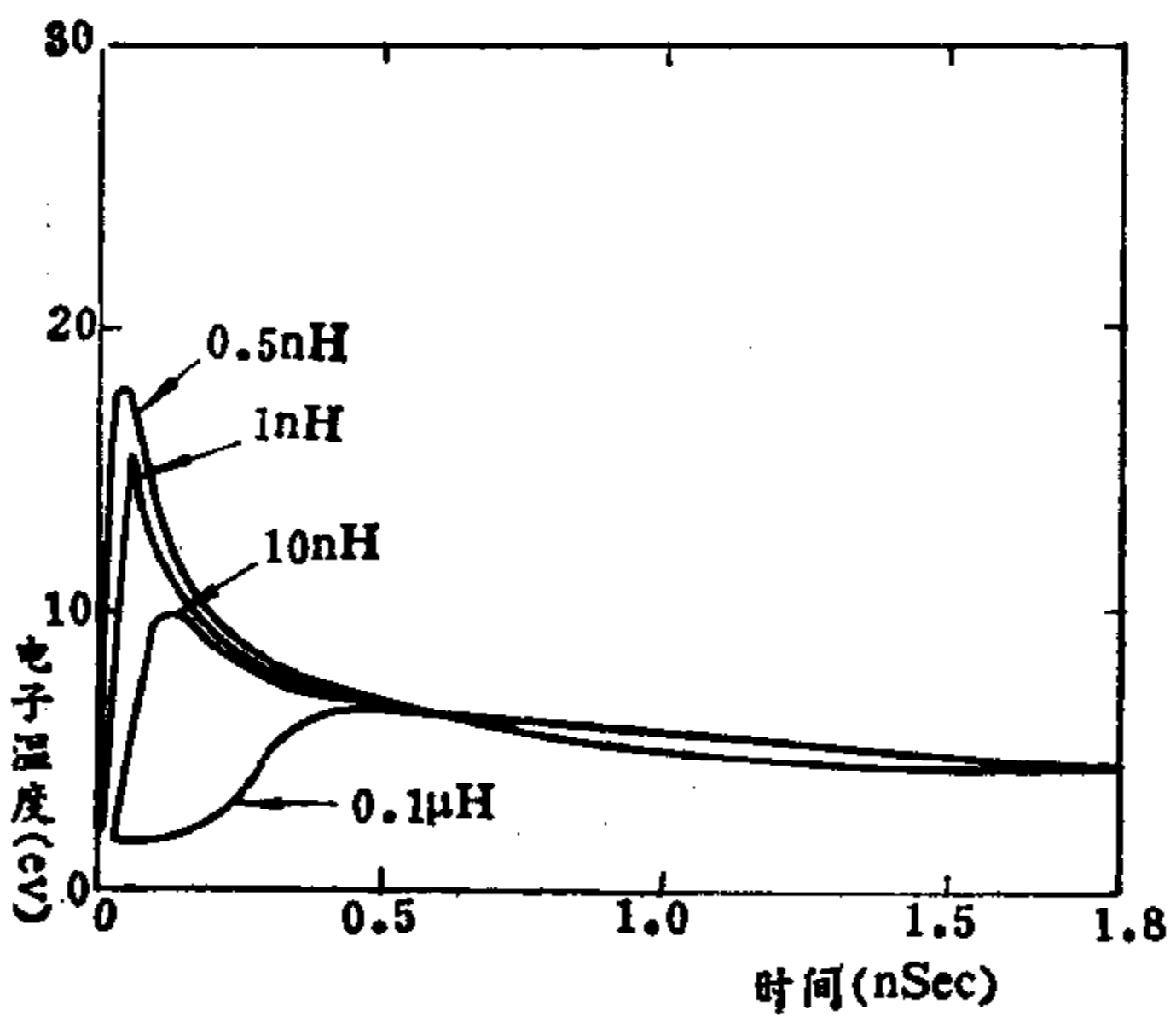


图1.3-73 电路电感量对电子温度的影响



图1.3—72 表示在氮分子放电中电子能量损耗速率与电子温度的函数关系。由图中曲线可知当电子能量低于4电子伏特时,其能量主要消耗在激发基态振动能级和 $N_2$ 分子的电离上。欲获得高的效率,电子温度应高于4电子伏特。又由于C态和B态两者的激发截面在电子能量超过18电子伏特以后急剧减少,而 $N_2$ 的电离截面却连续增加,直到60电子伏特。因此在兼顾激发和电离的放电条件下将有一最佳的电子温度。其值约为15~16电子伏特。

对于不同的电路电感,电子温度随时间的变化关系如图1.3—73 所示。欲使电子温度远大于4电子伏特的能量分布,电路电感最好低于10毫微亨,但实际上简单火花隙的脉冲放电线

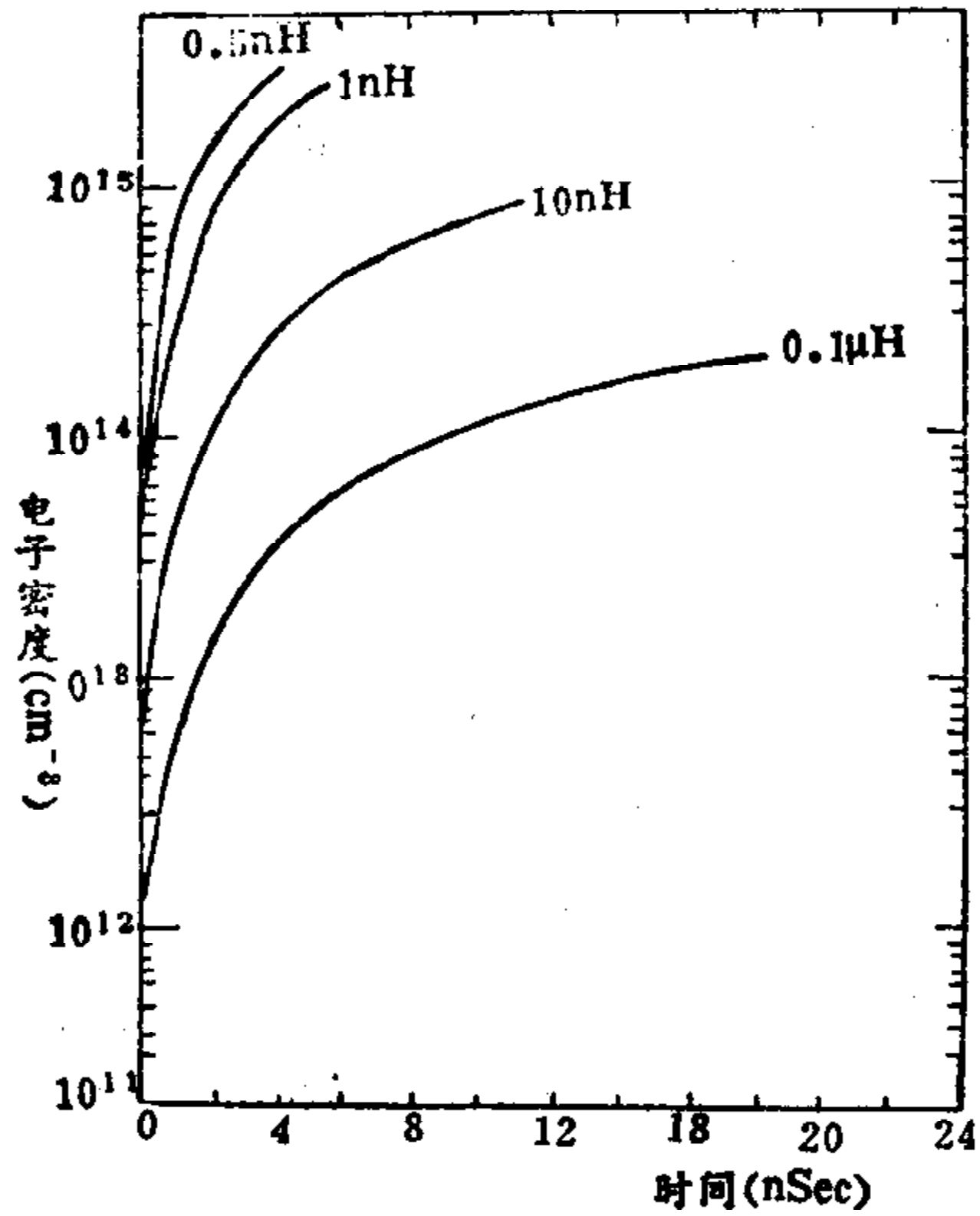


图1.3—74 电路电感量对电子密度的影响

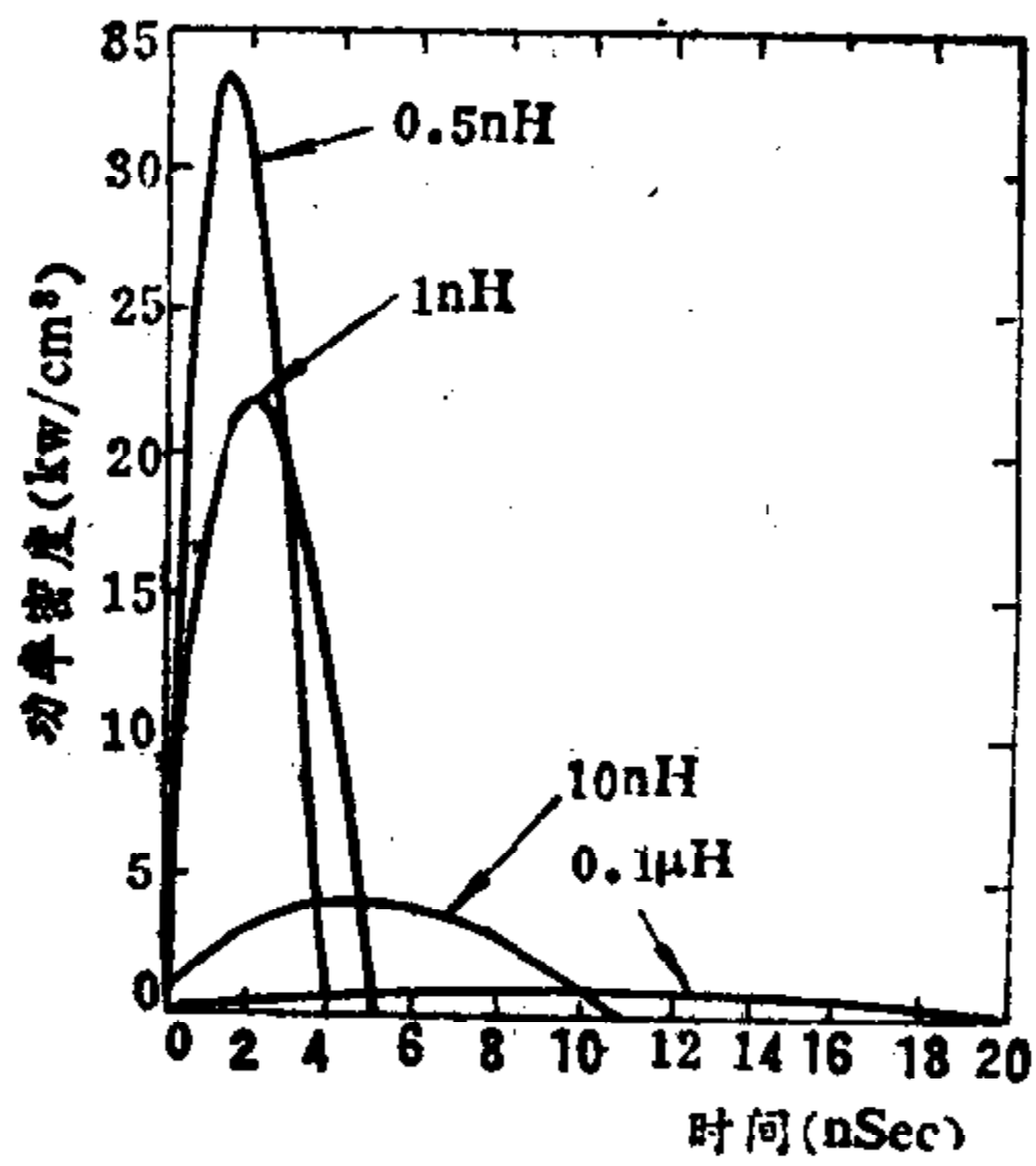


图1.3—75 电路电感对输出功率密度的影响

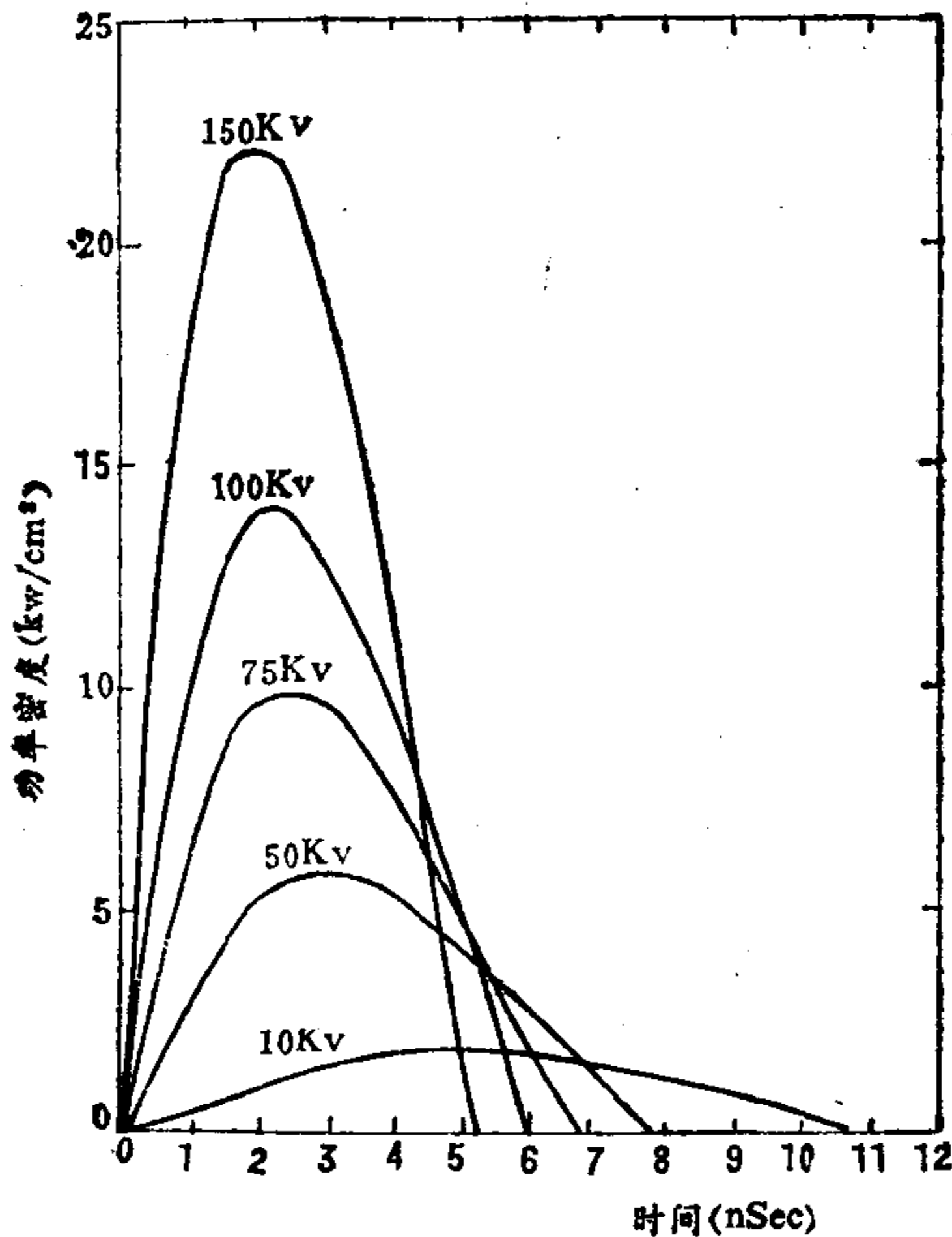


图1.3—76 输出功率密度与充电电压的关系

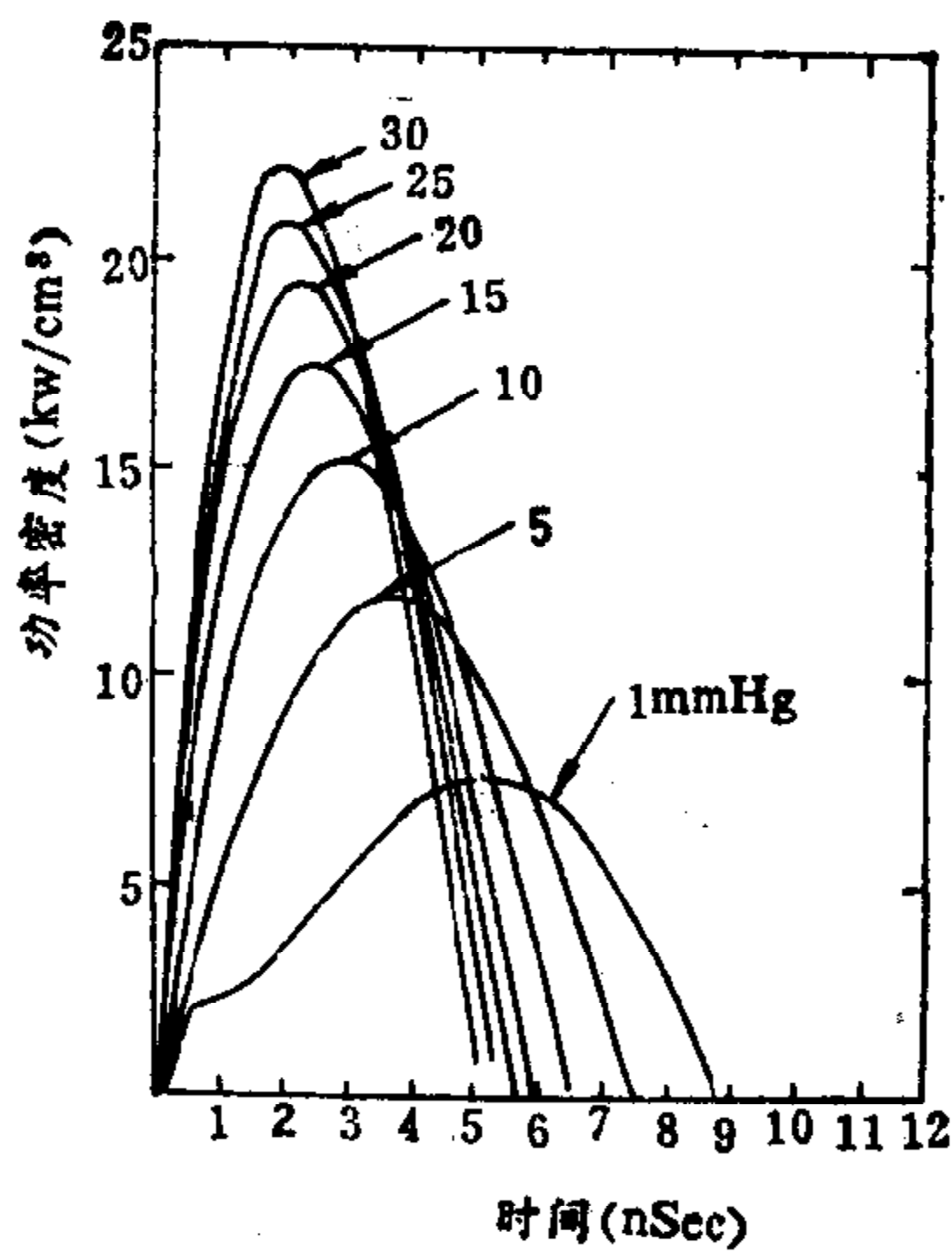


图1.3—77 输出功率密度与充气气压的关系

路，其单个球隙通道的典型电感值就有20毫微亨，很难达到这样低的电感。故必须采用诸如多通道、外触发以及充气的球隙或更复杂的放电装置等措施，以降低电路的电感。图1.3—74表示电感对产生电子速率的影响。由于电子温度和电子密度均受电路电感的影响，因此输出功率密度也因电路电感的不同而不同（见图1.3—75）。图1.3—76与图1.3—77分别示出功率密度与充电电压与功率密度随工作气压变化的关系。

### （三）激励方法

通常是用电容器放电的方法来形成强脉冲，但由于电容本身具有寄生电感，脉冲前沿不可能很陡，所以  $N_2$  分子脉冲放电是采用如图1.3—78（a）所示的传输线放电方法形成脉冲的。该装置中传输线是由两金属薄片夹以绝缘介质而成。充电时，上下板之间形成高电压，

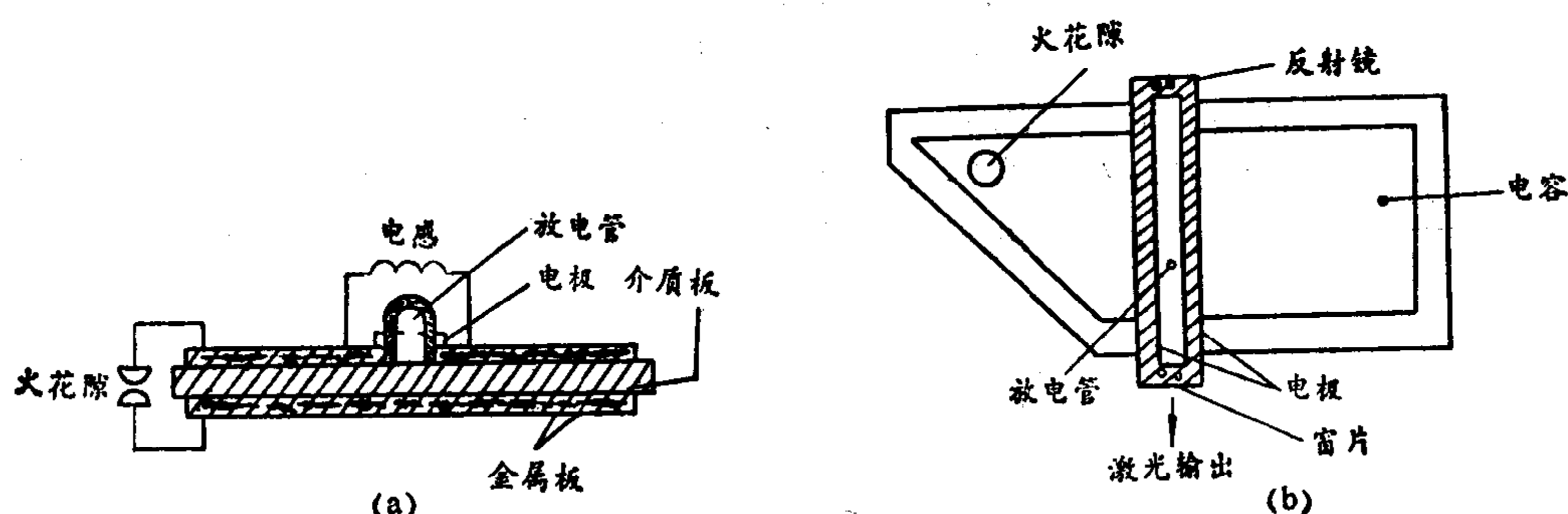


图1.3—78 行波激励 $N_2$ 分子激光器简图

图中 (a)侧视图， (b)顶视图。

当电压达到一定值时边缘上的火花隙即行放电，因而左半边传输线电压迅速下降至零，形成后沿很陡的电压脉冲，对于短脉冲来说激光器两电极上并联的电感阻抗很大，故激光器两电极同时形成高压脉冲，并通过激光管发生放电。不难看出，激光管各处形成高压放电的时间不同，是按照与放电火花隙的距离远近依次发生。故适当选择几何配置条件，管中即可依次发生放电，各处的延迟时间适同于最先放电处发出的自发辐射光传输到该处所需的时间，如此则能最有效的利用放电形成的粒子数反转。这种方式通常谓之行波激励。

因为形成粒子数反转的时间很短，故  $N_2$  分子激光器无需谐振腔。利用从一端发出的自发辐射里沿着轴线传播的那部分能量不断地得到放大，从另一端出射时就可产生足够强的相干辐射的特点，所以通常只需在最先放电的一端加一个反射镜。其方向性基本上由放电管长度与放电区横向尺寸的比值来决定。它的谱线由于增益有一定带宽而比自发辐射窄，即所谓增益变窄效应，本质上不同于普通激光器谐振腔的带宽。 $N_2$ 分子激光器中之所以呈现出单色性比较好，比较有方向性的光，是因在高增益介质中，由于几何形状的特点而形成的，不同于一般激光振荡。有时人们也笼统地称这种发光为“超辐射”或“超发光”。

$N_2$ 分子激光器的结构虽还有其它型式，但基本工作方式都是类似的，工作气体一般均充以纯 $N_2$ ，有时也添加一些He和Ar。如果放电管是封闭的，脉冲重复频率仅有每秒几次，若是流动气体，重复频率则可达100~200次以上。