

灯管在高频下工作的这些显著优点必须依赖于实用而廉价的高频电源电路的运用。可以考虑为每盏灯配备一个小型的 SCR 逆变器,在大工厂或大的办公大楼里的灯群则可以考虑采用更大的 SCR,甚至采用高频旋转交流发电机。

但随着功率晶体管和铁氧体磁心价格的迅速下降,局部 DC/AC 逆变器代替了大型的中高频电源发生器。对一盏灯或每组两到四盏灯直接以交流整流变换后的电源来供电,已经成为了可能。

当采用电子镇流器后,大多数的性能指标都可以得到实现,但是单价 15 美元的价格依然高于电磁镇流器(5 美元)。但是当考虑到它会节约电费(因为它的流明/瓦数提高了),延长了灯的寿命,并且会改善灯的工作性能时,它仍然有着极大的优势,这就促使高频电子镇流器在新的灯管安装过程中不断地替代电磁镇流器。

在重新安装电子镇流器来替换电磁镇流器时不必连灯管也更换,因此这种替换在大型办公大楼和大的工厂里具有很大的市场潜力。

根据估算,更换电子镇流器所花的费用,只要大约一年时间就可以由替换后所节约的电费弥补。若所有工厂都使用新型的电子镇流器,则在电能方面总共可以节省 20%~25% 的费用。低能耗的实现归功于高频工作消除了灯管的闪烁,提高了工作电流,使灯管工作在更为高效的区间,以及电容镇流器的采用获得了比电磁镇流器更低的损耗。

在更换电子镇流器后,每年持续的低能耗在经济上具有很强的吸引力。

一家主要的镇流器生产厂商估算了一栋拥有 960 盏 8 英尺荧光灯的大楼在更换了电子镇流器后,灯管在产生同样的光通量时每盏灯及镇流器需要的能量仅为 87 瓦,而不是原来的 227 瓦。以每年工作 6000 小时,并以每千瓦时 0.106 美元的电费计算,每年 960 盏灯在节电上所节约的费用为 86 088 美元。即使考虑到电子镇流器更高的价格以及人工更换费用,也只需一年时间就可以把所有投入弥补回来。生产商同时还估算出由于空调系统负荷的降低将还会节省额外的 8814 美元。

16.2 荧光灯的物理特性和类型

大多数的荧光灯都是有着标准直径、长度和额定功率的灯管。灯管直径是以 1/8 英寸递增的,标准的长度是 2、3、4、8 英尺。各厂商大多采用同样的四个字母编码 FPTD 标注型号,F 表示荧光灯,P 表示输入功率(用瓦特表示),T 表示管形,D 则是以 1/8 英寸的倍数来表示的直径。因此,F32T8 表示的是功率为 32 瓦,直径为 1 英寸的灯管;F40T12 则表示功率为 40 瓦,直径为 1.5 英寸的灯管。荧光灯也有环形和 U 形的。

采用旧式电磁镇流器的各种类型的荧光灯都可以找到匹配的以相同线电压工作的电子镇流器。

不同的荧光灯都由具有以上标准直径、长度和形状的玻璃管构成,管中充满了低压氩气或氦气,以及少量的液态汞(图 16.3)。这些汞当灯启动时就被低能的电弧加热蒸发而形成汞蒸气。

灯管上可以涂各种磷光质,这些磷光质会被大电流的汞弧产生的紫外线激发,从而产生需要的可见光。当高压施加于灯管两端的电极时,就会在灯管里流过较大的电弧电流。

这些电极在瞬时启动的灯管里是非热致发射的无源灯丝线圈,而在快速启动的灯管里则是承载电流、表面氧化的灯丝线圈。

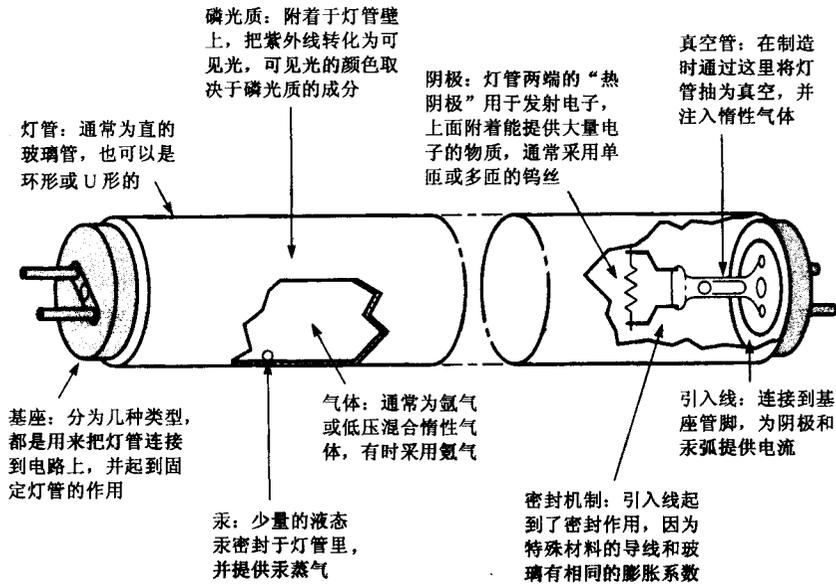


图 16.3 典型的快速启动型荧光灯。两端被加热的灯丝产生了大量的自由电子，使灯在较低电压下点燃。相反的，瞬时启动型荧光灯不需加热灯丝，它们采用更高的极电压使电子场致发射，这就节省了预热的能量，但降低了灯的寿命

在电极施加电压之前，灯管里几乎没有载流子存在，因为没有任何气体原子被电离。当在电极两端施加电压后，少量的自由电子从电极中被激发出来，并被电场加速到一定速度时，就会产生大量的载流子。因为加速的电子碰撞一个中性的气体原子后，会将它电离，从而产生一个新的自由电子和一个质量较大的正离子。电子被加速朝着阳极运动，正离子则被加速朝着阴极运动，这样会产生更多的碰撞电离。每次碰撞就会产生更多的载流子，而更多的载流子会进一步导致更多的碰撞电离。这就产生了电流的雪崩效应，形成了电弧。

瞬时启动的灯管（图 16.1 (d)）本身并不具有大量初始的自由电子来启动以上的过程，它们依赖于由宇宙射线产生的少量的自由电子和电极上巨大的电压梯度来产生足够多的自由电子去启动碰撞电离的过程。因此，它们需要一个高压去启动或点燃电弧，而启动的瞬时性则由应用场合的电压大小决定。

快速启动型灯管（图 16.1 (c)）具有载流氧化灯丝，它将提供大量的储备电子去点燃电弧。它仅需要一个较低的加速电压来点亮灯管，虽然其点亮的速度没有瞬时启动的灯快，但已经可以接受了。快速启动的灯在点亮后仍然保持灯丝上的加热电流。旧式的预热灯管使用启辉器，只在启动时加热灯丝，灯点亮后就自动切断灯丝上的电源来节省能量。

瞬时启动和快速启动的灯都具有各自的优缺点。快速启动的灯虽然在启动时相对慢一点，但速度仍然可以接受，并且它需要的启动电压相对较低。但是它的灯丝对于厂商来说成本较高，并且它需要一个灯丝电源，这就需要一个独立的灯丝变压器，或者在功率变压器上增加一个独立的绕组。瞬时启动的灯会在每次启动时因较高的冲击电压而使阴极上的物质剥离。经过数次启动后，灯管的末端就会变黑并且寿命缩短。如果考虑到灯在正常使用时并不会频繁的启动，则它低廉的价格仍然使它具有竞争力。这两种类型的灯管市场上都可以找到，不过它们都需要相应的镇流器才能正常工作。

灯管里充有低压的氩气或氮气是为了让灯管更快地启动。起初的碰撞电离或电弧就在这

些气体中产生。而正是因为氩气或氦气中的电弧，使得灯管内温度上升，汞蒸发成为气体，从而使得汞原子参与碰撞电离而产生更多的电子和正离子。更重要的是，由汞原子产生的紫外线激发了灯管壁上的荧光物质才发出了可见光。

现在电子向阳极运动，带正电荷的汞离子朝阴极运动，同时它们和其他汞原子相碰撞将其在原子轨道上运行的电子激发到一些更高能级的轨道。当这些电子跃迁回基态能级时，就会发出一定频率的光，该频率对应于电子所处的两个能级之差。那些跨越低能级差的跃迁将会产生波长较长的可见光，而那些跨越高能级差的跃迁将会产生能量较高波长较短的紫外线。

如一次特定的跃迁将会产生高能量的紫外线，它的波长是 2537 埃（1 埃=10⁻⁸ 厘米）。这低于约 4000 到 7000 埃的可见光光谱。但如此短波长高能量的紫外线对激发灯管上的磷光质产生可见光却非常有效。

图 16.4 显示了 40 瓦白光荧光灯的光谱能量分布，单位为毫瓦/纳米（1 纳米=10 埃）。光滑的曲线代表磷光粉被紫外线激发辐射产生了连续的光谱。10nm 宽的离散区域，代表汞原子在低能级之间跃迁产生的光谱。虽然这些跃迁也产生了可见光，但其激发荧光质产生可见光的效果远不如波长为 2573 埃的紫外线能级的跃迁。而大多数的可见光正是由 2573 埃的紫外线激发磷光质产生的。

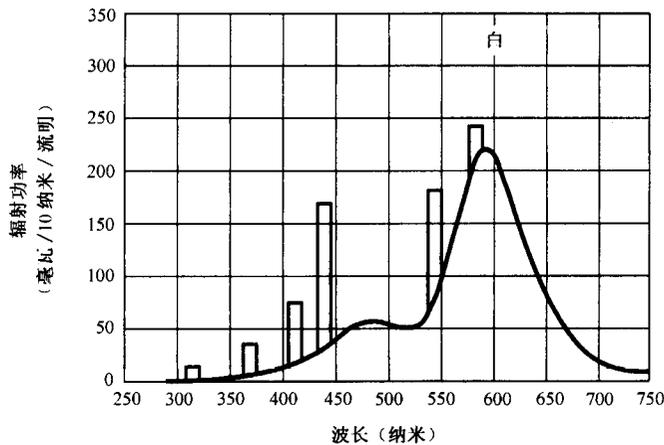


图 16.4 40W 的白光荧光灯的光谱能量分布，单位为毫瓦/纳米。光滑的曲线是白光荧光灯的磷光质受激辐射产生的连续光谱图，分散的 10nm 宽的光谱代表汞原子从高能级向低能级跃迁产生的光谱

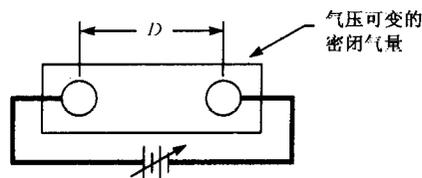


图 16.5 著名的帕邢（Paschen）实验，测试了在密封气室中，一对球形电极在不同间距条件下，击穿电压和气压的函数关系

16.3 电弧特性

本节将对气体中的电弧特性做更深一步的讨论。虽然这并不一定有必要的，但对一个设计

电子镇流器的工程师在某些时候做出的某些决定还是很有参考价值的。

对气体导电特性的集中研究始于 19 世纪。这也导致了人们对电子的属性和本质的深入了解，以及对原子结构的初步认识和 X 射线在医用诊断上的运用。帕邢在 1889 年研究了在密闭的气体环境（空气）中的一对电极之间，直流击穿电压和气体压力的函数关系。他采用的球形电极的直径远大于两个电极之间的距离，这就避免了在尖端或边缘附近产生很高的电压梯度。他得出的结论，也就是著名的帕邢曲线，如图 16.6 所示。当两个电极之间相隔 0.3~0.5cm 时，在一个大气压下击穿电压接近于 1000V。随着气压的下降，击穿电压将会持续下降到 300V 左右的最低点，之后又迅速上升。其他气体也表现出相同的特性，只是最低击穿电压点的临界气压有所不同。

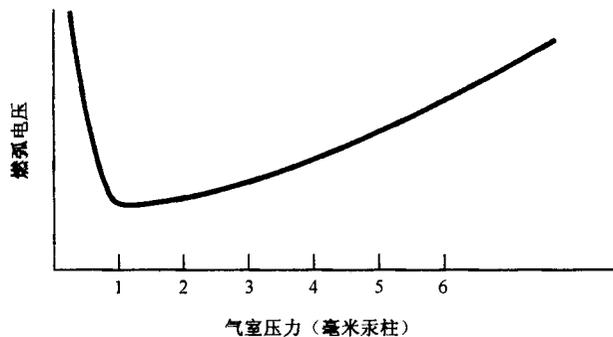


图 16.6 经典的帕邢曲线，表明了不同气压下的燃弧电压值，在空气中 3~5mm 的极间距最小燃弧电压约为 300V

帕邢定律为上文提到的现象提供了一个实验解释，即碰撞电离。在高气压下，原子之间的平均距离（即平均自由程）很小。这样当一个电子或正离子被电场加速到足够大的速度去碰撞电离一个中性原子之前，就会由于和其他原子相碰撞而减速或使运动方向产生偏离。随着气体压力的下降，平均自由程将加大，电子或正离子就会在碰撞前通过一段更长的距离进行加速从而积累了足够的速度。在最终碰撞时，它们就拥有足够的能量去电离原子，这样便产生了载流子的雪崩效应，从而引发了火花或电弧。

16.3.1 在直流电压下电极的电弧特性

早在 19 世纪末，物理学家们就研究了在直流电压下电极电弧放电的可见光特性。他们的观测过程如下。

他们早期的实验，将冷发射的固体电极放在玻璃灯管的两端，然后将一个几百伏的高压通过一个限流电阻加到电极的两端。当管内的气压下降到足够低时，他们观测到亮暗相间的区域从阴极延伸到阳极，如图 16.7 所示。从阴极往阳极上延伸，首先可以看到一小段发光的区域 CG，紧接着是一段很长的黑暗隔离区 CDS，再接着是一段更长的发光区 NG，随后是一段等长的黑暗区 FDS，在其之后靠近阳极的则是一段亮暗交替的光带 PC。这些区域就顺序命名为阴极光区（CG）、克鲁克斯（Crookes）黑暗区（CDS）、负极光区（NG）、法拉第黑暗区（FDS），以及正弧柱区（PC）。

以上现象可做如下解释。随着压力降低到接近帕邢曲线上压力的最低点时，杂散的自由电子（它们是由宇宙射线或阴极的高电压梯度产生的）被加速到获得足够的能量使中性气体原子电离。由此电离出的正离子，因质量较大，移动得不是很快，不会远离阴极，因此就会

在此处建立一个正的电荷区并在阴极附近形成一个高的电压梯度。这个电压梯度即现在所称的阴极压降会加速正离子往阴极上撞击，从而使阴极发射出一些电子。

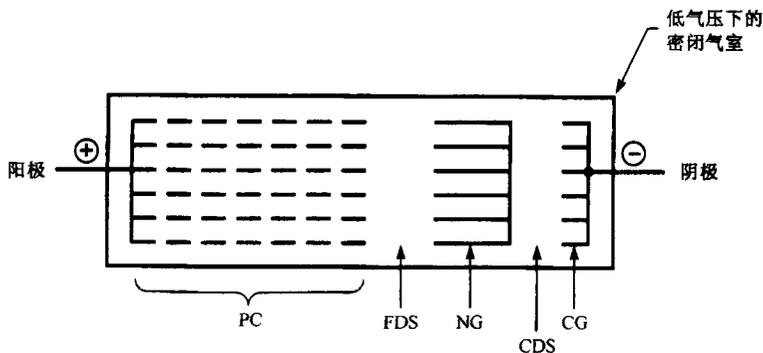


图 16.7 电弧放电暗区和亮区的模型

当靠近阴极的中性或电离的汞原子被足够大能量的电子轰击时，它们原子内的一些电子就会吸收这些能量而跃迁到更高能级的轨道上。当这些电子再次跃迁回它们的初始轨道时，就会在 CG 区域发出可见光。

在 CG 区的外部边缘，所有的电子在向阳极运动的途中耗尽了它们的能量从而速度降低下来，这样它们就没有足够的能量去激发那些中性原子达到更高的能态。在通过 CDS 区后，这些电子又重新被加速，在 NG 区的边缘，它们又重新获得能激发中性原子达到更高能态的能量，在通过 NG 区时因被激发的中性原子中的电子又重新返回初始轨道而又会在 NG 区发出可见光。而游离的电子通过 FDS 区时由于它们又耗尽了能量而无法再去激发那些中性原子达到更高的能态，因此又形成暗区。

在 PC 区的始端，又有了一段亮区。随后在整个 PC 区，暗与亮交替出现。黑暗区是电子加速段，而光亮区则是电子有足够的能量去激发原子使之发出可见光的区域。大多数施加在电极上的电压主要降落在这一段，其长度占灯管总长度的 80%~90%。

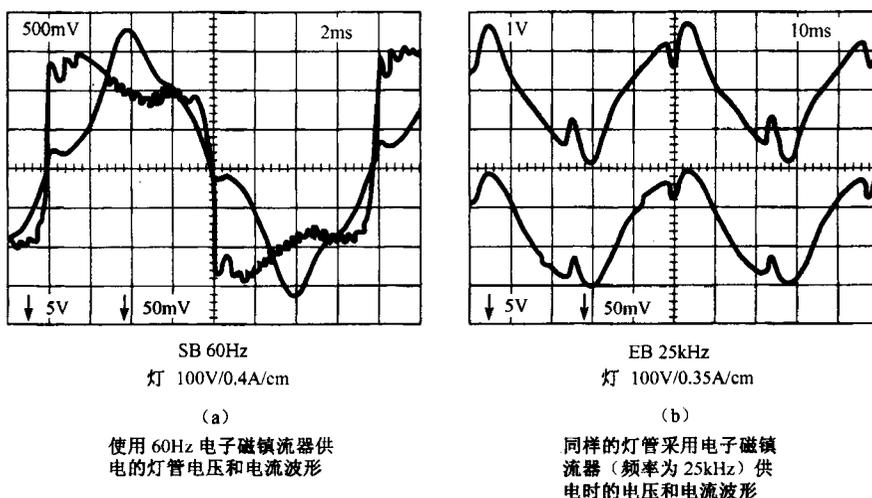


图 16.8 灯的波形。使用 60Hz 的镇流器时在每个电流波形的过零点电压会迅速上升。因为在过零点处灯熄灭，它的阻抗上升，电压必须上升来重新点亮灯管。而采用高频电源后，灯在过零点是不会熄灭的。灯电压与灯电流同相位。反之，采用 60Hz 的电源，灯会在过零点熄灭，导致输出功率下降

16.3.2 交流驱动的荧光灯

交流荧光灯的电极是由 60Hz（使用电磁镇流器）或 20~40kHz（使用电子镇流器）的交流电来驱动的。这样在每一个周期内，灯管两端的电极轮流作为阴阳极，上述的明亮和黑暗区域将会不断左移或右移，从而在荧光灯里的磷光粉层将看不到明显的暗亮条纹。

一些人建议采用反激变压器的次级对荧光灯供电，因为反激变压器的次级经过整流二极管后的输出电压的幅值是不受限制的，可以很容易地达到很高的数值使荧光灯产生电弧，在产生电弧后电压将会回落到工作电压，其范围通常为 100~300V。

这虽然可以做到，但是会缩短灯的寿命。因为若总是使用一个电极作阴极，灯管该端将会在数个小时内变黑。前面已经证明了，在阴极附近会出现一个较大的电压梯度，因为这里聚集着大量的正离子，这个电压梯度将会驱动大量的阳离子撞击阴极，从而使阴极上的物质溅射出来，这就会使得靠近阴极的灯管变黑。因此必须使灯管两端的电极交替作为阴阳极。

令人欣慰的是，以上各种类型的荧光灯在高频镇流器的驱动下相对于 60Hz 的驱动电源而言更容易发光和点亮。在 60Hz 交流电源的驱动下，正弦波在过零点时，灯上并没有电压，这样灯在过零点就会闪烁或熄灭，在一个周期里电弧必须重新点燃两次。这就会降低灯的平均亮度，并使灯相对难以启动，尤其是在低温时。当灯被高于 20kHz 的交流电源驱动时，被电离的原子并没有足够的时间在过零点复合，灯也不会熄灭，这样就维持了灯的亮度。

从图 16.8 (a) 和图 16.8 (b) 中可以看出，和 25kHz 电子镇流器相比，用标准 60Hz 的电磁镇流器来驱动灯管是一个极大的浪费。图 16.8 (a) 所示的是由标准 60Hz 的电磁镇流器驱动灯管的波形图。从图上可以看出，在正弦电流波形过零点的短暂时间里，灯管电压将会急速爬升去点亮灯管。

灯管电流过零后产生的一个高电压变化率无疑损耗了能量。比较而言，图 16.8 (b) 展示的是电子镇流器的驱动情况，可以看出此时在电流的过零点后并没有出现高电压变化率。并且采用电子镇流器后，灯管的电压和电流波形是正弦波，且相位一致。如果采用 60Hz 的电磁镇流器，波峰因数或者电流峰值和有效值的比值都会远远高于电子镇流器的。很多文献都已证实，高的波峰因数将会产生较低的灯管效率，一个标准的正弦波的波峰因数为 1.41。

图 16.9 显示的是 40W 的荧光灯在使用 60Hz 的电磁镇流器驱动时对耗电分布的估计，其中输入能量的 23%（大约 9.3W）通过紫外线被灯管上的磷光粉吸收后转化为可见光，41%（大约 16.3W）的能量转化为对流和传导热，剩下的 36%（大约 14.4W）能量转化为红外线。比较而言，300W 的白炽灯中 11% 的能量转化为可见光，剩下 89% 全部转化为热量。就光效率而言，荧光灯的为 75 流明/瓦（最新型的灯管采用电子镇流器可高达 90~100 流明/瓦），白炽灯的则仅为 18 流明/瓦。

16.3.3 荧光灯伏安特性

在荧光灯点亮或电弧燃烧前，它具有很高的输入阻抗，因为此时基本上没有导电粒子。这样高压 V_{ns} 就会加在灯管上，这是点亮灯管的额定启动电压。在正常工作之后，加在灯管上的电压就会下降为工作电压 V_{op} ，那么灯的工作电流就由 X_b （在工作频率下镇流器的阻抗）及以下公式得出

$$I_{op} = \frac{V_{ns} - V_{op}}{X_b} \quad (16.1)$$

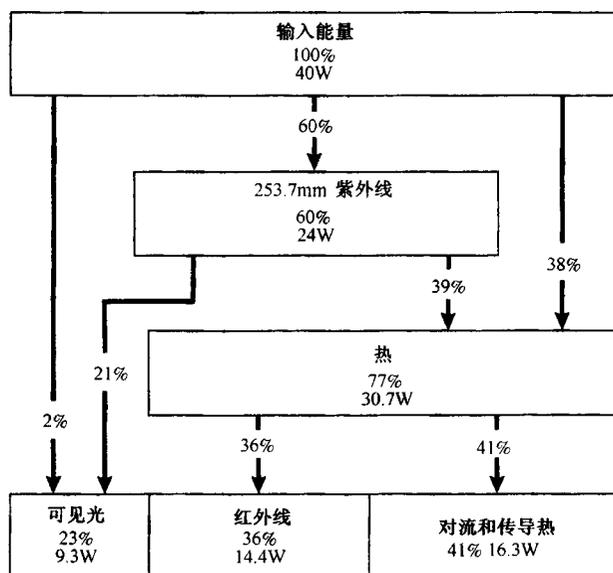


图 16.9 40W 荧光灯的能量分布图

这里的电压、电流指的是有效值，因而可以得出灯所消耗的功率为

$$P_{in} = V_{op} I_{op} \quad (16.2)$$

灯管在 50°F 下的额定启动电压由制造商给出，但为了确保灯管在最坏的情况下也能点亮，实际的启动电压至少要大于厂商给定值的 10%。美国国家标准机构 (ANSI)，在荧光灯的 ANSI 规范中指定了不同类型灯管的 V_{op} 和 I_{op} 值，这样厂商在制作时必须满足灯管的最大功率定额。

从 ANSI 规范可以得出所选类型灯管的 V_{op} 和 I_{op} 值，再从厂商那里得到所要的 V_{ns} 值，就可由式 (16.1) 确定镇流器的阻抗 X_b 。而在电子镇流器里这个阻抗的值是由电容确定的，它可以由以下公式求得

$$X_b = \frac{1}{2\pi f C_{bT}} \quad (16.3)$$

这里的 C_{bT} 是指与灯管串联的等效电容，因为灯管可能是由连接起来的两个电容驱动的。

通过选择任意阻抗的电容，可以使灯管在高于或低于该型号的额定功率下工作，也就是灯管可以在任意给定的功率下运行，包括极限值，这通过 V_{op} 和 I_{op} 的任意组合来实现。这样在任意的功率水平下，可以任意规定 I_{op} ，并通过式 (16.2) 计算 V_{op} ，则电子镇流器的阻抗可以通过式 (16.1) 得出，电容值可以通过式 (16.3) 得出。

虽然任何荧光灯都可以在比 ANSI 规范规定的该类型荧光灯额定功率更高的功率下工作，但是它的寿命会明显下降。灯管即使在规定的功率下工作，它的寿命也会小于预计的时间，这是因为预计的时间是厂商在一定的电流电压和温度环境下测试出来的。

图 16.10 (a) 和图 16.10 (b) 给出 T8 和 T12 热阴极灯 (快速启动型) 的工作电流和工作电压曲线。

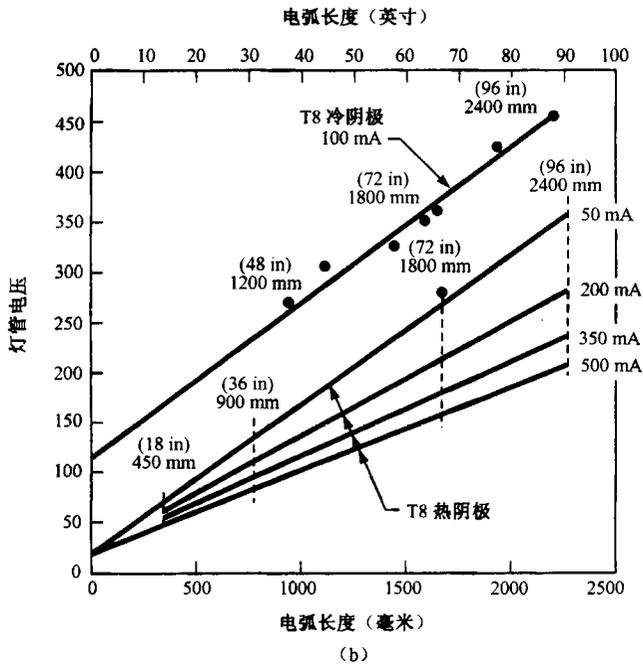
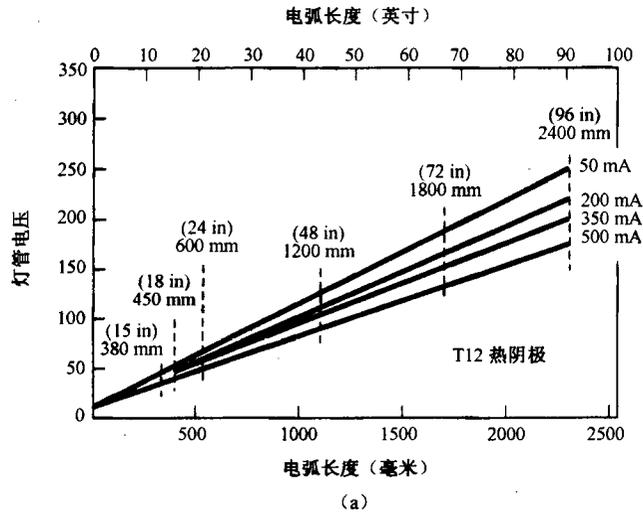


图 16.10 荧光灯的工作电压和电流。电源和镇流器的阻抗决定了荧光灯在厂商规定的工作电流下的工作电压。如果工作电流小于规定的电流，就会导致输入功率的减少和输出功率的下降。反之，若工作电流过大，则输入功率和输出功率都会变大，这将会使灯的寿命缩短

可以看出这是负阻抗特性。对于恒定的电弧长度（大约占灯管长度的 90%），当灯管的电流上升时，灯管的电压是下降的，图 16.11 (a) 和图 16.11 (b) 所示的是瞬时启动和快速启动灯管的 ANSI 规范中重要的参数（包括 V_{op} 、 I_{op} 和 V_{ns} ）。从灯管的电流上升而灯管的电压下降可以看出，图 16.11 (a) 中瞬时启动的灯管也是负阻抗特性。

额定功率 (瓦)	T 尺寸	长度 (英寸)	V_{op} (伏)	I_{op} (安)	$V_{op} \times I_{op}$ (瓦)	V_{st} (伏)
快速启动型						
25	T8	36	100	0.265	26.5	230
30	T12	36	77	0.43	33.1	205
32	T8	48	137	0.265	36.3	204
34	T12	48	79	0.46	36.3	260
37	T12	24	41	0.80	32.8	325
95	T12	96	126	0.83	106	
100	T12	84	135	0.80	108	280
113	T12	96	153	0.79	121	295
113	T12	96	139	1.00	139	295
116	T12	48	84	1.50	126	160
168	T12	72	125	1.50	188	225
215	T12	96	163	1.50	245	300
瞬时启动型						
40	T12	48	104	0.425	44	385
40	T12	60	107	0.425	39	385
60	T12	96	157	0.44	69	565
38	T8	72	195	0.300	59	540
38	T8	72	220	0.200	44	540
38	T8	72	245	0.120	29	540
51	T8	96	263	0.300	79	675
51	T8	96	295	0.200	59	675
51	T8	96	325	0.120	39	675

(a)

灯管型号	电流有效值 (mA)	电压有效值 (V)	功率 (W)
48" 热阴极 - T12	500	75	37.5
"	350	95	33.3
"	250	110	22.0
"	50	120	6.0
72" 热阴极 - T12	500	120	60
"	350	140	49
"	200	160	32
"	50	185	9.3
96" 热阴极 - T12	500	160	80
"	350	196	67
"	200	210	42
"	50	246	12
72" 热阴极 - T8	500	150	75
"	350	175	61
"	200	210	42
"	50	265	13
96" 热阴极 - T8	500	200	100
"	350	240	84
"	200	280	56
"	50	350	18
48" 冷阴极 - T8	100	260	26
72" 冷阴极 - T8	100	380	38
96" 冷阴极 - T8	100	460	46

(b)

图 16.11 (a) 各种荧光灯的美国国家标准 (ANSI);
(b) 各种灯管在不同的工作电压下的伏安特性

16.4 电子镇流器电路

现代电子镇流器的基本电路模块如图 16.12 所示。用来驱动荧光灯的 DC/AC 逆变器并没有直接接在交流电源上, 而是接在功率因数校正模块上。

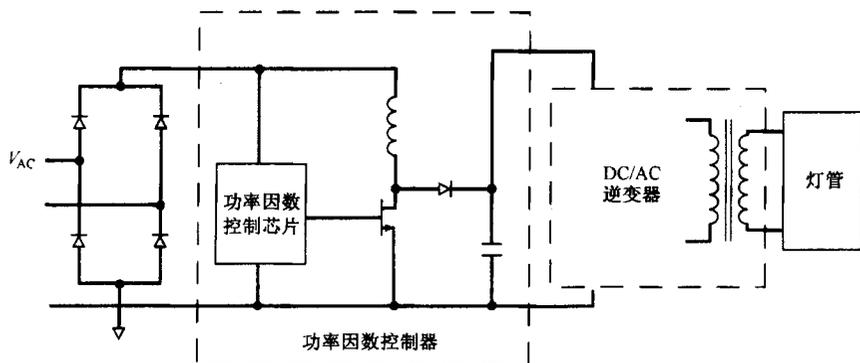


图 16.12 现代荧光灯电源的模块图。DC/AC 逆变器的输出频率是由一个串联或并联自谐振电路来决定的，其谐振频率范围是 20~50kHz。镇流器通常是一个电容或是串联谐振电路的受控源阻抗

回忆一下第 15 章的内容。假如没有功率因数校正，而输入整流后又需要直接接一个大电容，则这个大电容就会使线电流产生很高幅值的尖峰，其脉宽很窄并含有大量谐波，同时陡峭的上升沿会对附近的电子设备产生 EMI 和 RMI 干扰。非正弦电流的有效值比直流负载真正需要的电流有效值要高，这样输入电源线和发电机绕组就会产生过热。对于很多在办公大楼里或小型舰艇上的发电机来说，这种现象持续较长时间无疑是一个较大的问题。

功率因数校正模块通过去掉大的输入滤波电容，使电流波形正弦化，并且使电流相位和输入电压相位一致，从而解决了上述问题。它会产生一个非常好的比交流输入高压端上的电压峰值高 10~15V 的可调直流电压。这一般通过采用 PFC 芯片控制的一个电流连续模式的 boost 电路来实现，而这个芯片通常是采用廉价的摩托罗拉 34262，这个芯片基本上是从 34261 改进而来的。灯管镇流器的制造商目前所制作的功率因数校正模块要满足 IEC555-2 的规定，即把输入电网线上的谐波限制在一定范围内，电子镇流器也必须要满足 FCC 规定的 EMI/RFI 限制标准（CFR47, Part18）。

16.5 DC/AC 逆变器的一般特性

电子镇流器中 DC/AC 逆变器所用到的拓扑大多数为：在 120V 交流电下采用推挽式，在 220V 交流电下采用半桥式。但这些拓扑并不像开关电源那样具有固定的频率并使用驱动芯片和方波放大器去驱动 DC/AC 逆变器。电子镇流器是由串联或并联的 LC 自谐振振荡器构成的。这样做有许多原因。

其中最重要的一点是因为灯管在正弦电流驱动下有很高的效率。而且考虑到在初始状态时产生正弦交流电流较为容易并且高次谐波的滤波元件成本较低，正弦电流驱动相对于方波驱动而言可以节省很多成本并缩小装置体积。虽然采用芯片会很简单，并很容易在整流后产生交流电流，但是它的价格不低。虽然采用 LC 振荡器并没有产生一个恒定的频率，但这不重要，因为只要保持 20kHz 以上的频率，电源的效率变化就会很小。

并且采用正弦的电压和电流有一个很明显的优点，那就是可以大大降低晶体管导通和关断时的损耗，在采用正弦基极驱动电压时会降低关断后的电压应力。在负半周期，基极电压直接提供一个反向偏置，这将允许正常的高压晶体管保持在较高的 V_{cer} 额定电压等级而不是较低的 V_{ceo} 额定电压等级。从图 16.14 (a) 中可以看出，以上任何一个拓扑在正弦基极驱动