

- [8] 鹽谷, 中測: 日本物理学会讲演, 1964年10月.
- [9] E. H. Huffman, *Phys. Letters*, **7**, 237 (1963).
- [10] H. W. Gandy and R. J. Ginther, *Proc. IRE*, **50**, 2113 (1962); "Quantum Electronics III", ed. P. Grivet and N. Bloembergen, p. 1045 (1964).
- [11] W. F. Krupke and J. B. Gruber, *J. Chem. Phys.*, **41**, 1225 (1964).
- [12] I. Adams et al., Extended Abst. Electronics Div., Electrochem. Soc. Meeting, May, 1964, p. 222.
- [13] J. E. Geusic H. M. Marcos and L. G. Van Uitert, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 182 (1964).
- [14] E. Snitzer, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 444 (1961).
- [15] 金井, 石山, 鹽谷, 中測, 难波, 金, 神山: 应用物理, **33**, 264 (1964).
- [16] R. D. Maurer, "Proc. Symp. Opt. Masers," p. 435 (1963).
- [17] L. G. Van Uitert and R. R. Soden, *J. Chem. Phys.*, **36**, 1289 (1962).
- [18] L. F. Johnson, L. G. Van Uitert, J. J. Rubin and R. A. Thomas, *Phys. Rev.*, **133**, A 494 (1964).
- [19] G. E. Peterson and P. M. Bredenbaugh, *J. O. S. A.*, **54**, 644 (1964).
- [20] 鹽谷, 中測: 日本物理学会讲演, 1963年4月.
- [21] H. W. Gandy, R. J. Ginther and J. F. Weller, *Phys. Letters*, **11**, 213 (1964).
- [22] H. W. Gandy, R. J. Ginther and J. F. Weller, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 188 (1964).
- [23] J. Murphy, R. C. Ohlmann and R. Mazelsky, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 135 (1964).
- [24] J. D. Axe and R. F. Weller, *J. Chem. Phys.*, **40**, 3066 (1964).
- [25] L. G. Van Uitert and S. Iida, *J. Chem. Phys.*, **37**, 986 (1962).

譯自《电子科学》1965, 15, №1, 23~28 藤永祿、郑秀云譯 沈柯、孙占鳌校

巨脉冲光激光器

金 弼 铨

赫耳沃思及麦克克隆^[1]等人利用迅速改变共振腔再生作用的方法, 用红宝石光激光器成功地得到峰值功率很高的激光输出。此后, 基于这种原理的各种方式已经发展到了实用阶段。

迅速地改变再生作用的方法, 通常称为 Q 开关法或 Q 突变法, 由这种方法所获得的巨大脉冲输出称为巨脉冲。

当共振腔的 Q 值处在较低的状态时, 因阈值比 Q 值在较高状态时高, 很难得到受激发射, 所以, 通过光泵作用, 很多原子在激发能级上积聚起来。假如从这种状态很快地把 Q 值升高, 那么许多受激原子将同时放出能量产生受激发射。

此时脉冲宽度小于 10^{-7} 秒, 而脉冲幅度与普通光激光器的振荡相比要大几个数量级, 所以可以获得兆瓦以上的峰值输出。巨脉冲之所以引人注意, 是由于它在高能源方面能有很多应用之故。

Q 开关法需要开关元件, 根据元件的种类不同来区别各种方式。例如, 上述麦克克隆等

人采用硝基苯克尔盒作为开关元件。用激光放大的方法也可以得到比普通光激光器的输出还大的脉冲，但是，本文只选取 Q 开关法，对使用各种开关元件的巨脉冲装置和巨脉冲特性予以说明。

1. 巨脉冲装置

在巨脉冲装置中，应用外反射镜共振腔中的 Q 开关元件，可以很容易地控制光速的透过率或光路。这种场合，常将外反射镜本身作为开关元件来使用。

到目前为止，已经作过实验的 Q 开关方式，根据元件种类不同，大致区别如下：

- 1) 电光元件(克尔盒^[1]，普克尔盒^[2])；
- 2) 机械元件(转动遮光器^[3~4]，转动棱镜^[5]转镜)；
- 3) 薄膜^{[6][7]}；
- 4) 超声波盒^[8]；
- 5) 磁光元件(法拉第盒^[9])；
- 6) 吸收体(溶液^[10]，固体^[11])。

此外，也有在工作物质上直接加以电场^[12]、磁场^[13]，或者超声波^[14]，用改变工作物质本身的 Q 值来获得巨脉冲的方法。关于上述各种方法的详细情况请参阅有关文献。

电 光 元 件

图 1 为利用硝基苯克尔盒装置的方块图。当不加电场时，硝基苯是各向同性的物质，但是，如图 1 那样，在电极之间加上电压，则其行为就象光轴是与电场方向平行的单轴晶体那样。

就是说，在克尔盒的情况下，沿着电场方向的偏振光和与它垂直的偏振光两者速度不同，通过光程 l 后的相位差 δ 为

$$\delta = 2\pi B l E^2,$$

式中， B 为克尔常数，硝基苯的 B 为 3.26×10^{-5} 厘米/(静电单位)²，它是这一类物质中最大的了。

因此，令入射光(振幅 A) 的偏振方向与电场方向成 45° 角时，通过克尔盒后，在光的偏振方向上的亮度 I 以下的公式表示：

$$I = A^2 \cos^2 \frac{(\delta)}{2} = A^2 \cos^2 (\pi B l E^2) \quad (1)$$

由于通过偏光元件后的光束两次通过克尔盒，所以当加以相当于产生 $\lambda/4$ ($\delta = \frac{\pi}{2}$) 的相位差的电压 $V_{\lambda/4}$ 时，克尔盒开关被关闭，阻碍了共振腔中光的再生作用。在这种情况下施以光泵，当原子完全被激励到受激能级上时，突然切断电场，则 Q 值从较低状态过渡到较高

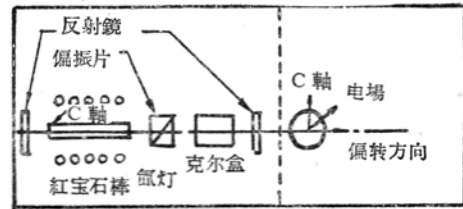


图 1 克尔盒装置

状态，而获得巨脉冲。

在这种装置中，要使它加电场时获得巨脉冲，最好在共振腔中插入一个 $\lambda/4$ 波长板。当采用输出为纯线偏振光的光激光器工作物质棒(例如 90° 红宝石)时，就不需要偏振元件。

采用硝基苯时，根据(1)式 $V_{\lambda/4}$ 可粗略地以下式表示：

$$V_{\lambda/4} = 2.5 \times 10^4 \times d \times l^{-1/2} \text{ (伏)} \quad (2)$$

式中， d 及 l 分别为电极间隔及克尔盒长度。

麦克克隆等人最初在 60° 红宝石上，使用偏光元件，得到 600 千瓦的峰值输出。此后，用图 1 所示的装置研究了开关时间与输出的关系，其结果如图 2 所示。

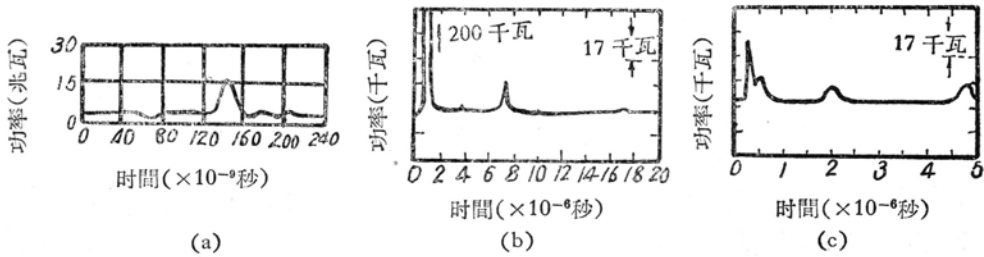


图 2 脉冲输出和 Q 开关时间的关系

(a) Q 开关时间： 5×10^{-9} 秒；(b) Q 开关时间： 1.1×10^{-7} 秒；(c) Q 开关时间： 5×10^{-7} 秒。

机械元件

图 3 是采用转动棱镜装置的方块图。以高速转动的全反射棱镜作为共振腔一端的反射镜。当转动的全反射面与另一端固定的反射面平行时， Q 值最高，并得到巨脉冲输出。开关时间的控制是用光脉冲信号来进行的。

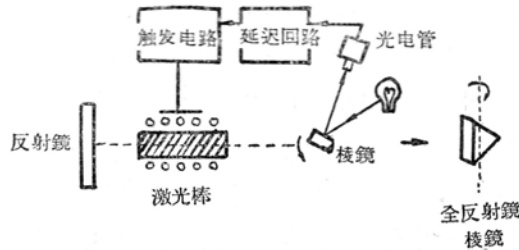


图 3 旋转棱镜装置

用空气(油)涡轮机时，转动元件的最高转速为 $\sim 1,000$ 转/秒，用马达时为 ~ 500 转/秒，所得到的峰值输出与用克尔盒时相同。

也有利用在共振腔中插入转动的遮光器进行 Q 开关的，峰值输出比一般振荡高数倍^[3]至数千倍^[4]。

薄膜

图 4 是利用薄膜的装置方块图，这种薄膜在吸收光时容易蒸发。

在共振腔中置以薄膜而使 Q 值下降，用光泵方法进行激励。当开始振荡时，输出光就

在薄膜上打一小孔， Q 值突然升高，而产生巨脉冲。

在玻璃上涂以有色膜或铝箔时，开关时间与采用克尔盒时相同，输出为兆瓦数量级。

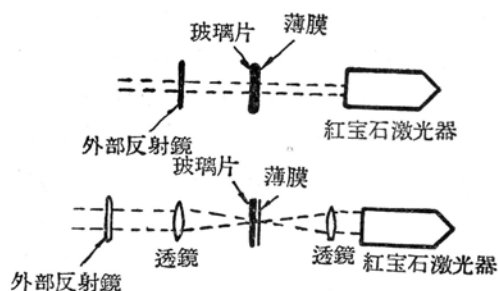


图 4 薄膜装置

超 声 波 盒

图 5 是采用超声波盒装置的方块图。通过超声波媒质的平行光束，当超声波波长与光束宽度相比非常小时，将产生衍射，反之，将产生折射。图中所示的装置是利用超声波盒的折射作用。

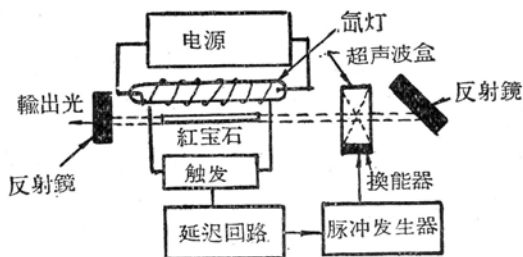


图 5 超声波装置

当一端反射镜倾斜 Q 值处在较低状态时，进行光泵，在适当的时候把超声波加在盒上。由于盒的折射作用，在共振腔中形成往复光路时， Q 值突然升高，产生巨脉冲。

这种方法也用在使规则的脉冲振荡与超声波同步的目的上。

脉冲峰值输出、上升时间等也和使用克尔盒时相同。盒中的媒质通常采用水及乙醇等液体。

由于盒的折射作用，折射角可近似地用下式给出：

$$\theta = l \cdot \Delta n \cdot \frac{2\pi}{\gamma} \cdot \cos 2\pi f \cdot t \quad (3)$$

式中， f 及 γ 表示超声波的频率及波长， Δn 为折射率最大变化量， l 为盒的长度。

磁 光 元 件

图 6 是采用法拉第盒装置的方块图。当光束通过置于磁场中的某种物质时，光束的偏振面将产生旋转(法拉第效应)。因此，和电光元件的情形相同，用法拉第盒及偏光元件组合起

来, 就能够产生开关作用。

偏振面的旋转角 θ , 当磁场方向与光束方向一致时, 可用公式 $\theta = VHI$ 表示, 这里 V 为费尔德常数, H 为磁场强度, l 为盒的长度。

图 6 装置中采用 90° 红宝石, 在未通光束以前调整尼科尔棱镜的位置, 这就相当于在正交的尼科尔棱镜之间插入法拉第盒的情形。在这种状态下进行光泵, 并在适当时间加以磁场产生 Q 开关作用, 得到巨脉冲。通常采用燧石玻璃 ($V = 0.11$ / 厘米 · 奥斯特) 作法拉第盒。

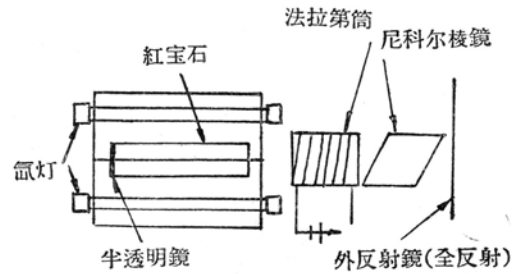


图 6 法拉第筒的装置

峰值输出和初期用克尔盒所得到的输出相同(600 瓦)。因为这种方法是用磁场作为 Q 开关, 所以认为它比克尔盒开关快是没有道理的。

吸 收 体

这种方式是采用吸收体代替了图 4 中的薄膜。当在共振腔中放一吸收体时, 由于吸收体对光的吸收, 而使透过率降低, 阈值升高 (Q 较低状态)。和 3) 的方法相同, 以很强的光泵使它产生振荡, 当最初的脉冲被吸收体吸收达到吸收饱和后, 损耗就没有了, 该瞬间 Q 值升高获得巨脉冲。

为了达到吸收饱和, 吸收体对激光的吸收截面应该尽可能大, 而且光泵应该足够强。这种方法中常用的有酞菁染料或者隐菁染料溶液 (浓度: 10^{-6} 克分子/升), 对红宝石光激光器输出波长的吸收截面为 $10^{-15} \sim 10^{-16}$ 厘米²/分子, 所以, 以功率密度为 \sim 兆瓦/厘米² (3.5×10^{24} 光子/单位截面) 的光束照射时, 在 10^{-9} 秒时间内, 即可达到吸收饱和。

当产生受激辐射时共振腔内的光强为 \sim 兆瓦/厘米², 而激发态能级的寿命为 $\sim 10^{-8}$ 秒, 所以很容易达到吸收饱和状态。

但是, 当放入吸收体, 即使在不引起受激振荡的低光泵时, 也能得到巨脉冲。这种场合, 受激原子经寿命很长的能级返回基态时的缓冲机构起着非常重要的作用。

以 CdS : Se 玻璃作为吸收体也可以得到巨脉冲, 用同样大小的红宝石棒, 在同样条件下, 采用克尔盒及玻璃作吸收体所得到的总输出能量和脉冲宽度分别为 0.7 焦耳, 3×10^{-8} 秒 (克尔盒) 及 1 焦耳, 3×10^{-8} 秒 (玻璃)。

这种方式与使用薄膜时不同, 其特点是开关元件可以多次使用。

以上根据开关元件不同, 简单叙述了各种 Q 开关方法, 目前哪一种方法最好, 还不能肯定。但是, 在共振腔中放入开关元件时, 即使在开关打开时也还存在着损耗, 所以, 在这一点上, 采用共振腔的一端反射镜作为开关元件的方法是比较优越的。特别是激光波长在远红外时, 存在很多问题, 这种场合, 在共振腔内放入开关元件也并不是适用的。此外, 采用薄膜或吸收体的方法, 很难控制脉冲发生的时间, 但是与其它方法相比, 装置非常简单是这种方法的优点。

2. 巨脉冲的特性

下面的叙述是对于开关时间非常快，在开关时间内，不存在反转粒子数变化的情况。

巨脉冲波形

假设共振腔两端的反射率分别为 R_1 、 R_2 ，光激光器工作物质棒每单位长度的放大系数为 α ，棒长为 l ，则光束在共振腔内往返一次时的光强与 $R_1 R_2 e^{\alpha 2l}$ 成比例。只考虑反射损耗，假设令损耗系数 r 等于 $-\frac{1}{2} \ln R_1 R_2$ ，则在通过共振腔长度 L 的时间内，被放大的光的平均强度与 $e^{\alpha l - r}$ 成比例。因此，假设通过共振腔长度 l 时所需要的时间为 $t_1 (=L/c)$ ，则光强 Φ 一般可用下式给出：

$$\Phi = \Phi_0 e^{\alpha l - r} \quad (4)$$

式中：
$$\tau = t_1 / (\alpha l - r) \quad (5)$$

因为开关时间非常快，所以紧接着开关时间后的缓冲时间 τ_i 可用下式给出。

$$\tau_i = t_1 / (\alpha_i l - \gamma_h) \quad (6)$$

式中， γ_h 为在高 Q 状态下的损耗系数， α_i 是粒子反转数为 n_i 时的放大系数。

粒子反转数 n_i 是开关时处在激发能级上的原子数 (N_2) 与处在基态上的原子数 (N_1) 之差 ($N_2 - N_1$)。

根据 (6) 式可知。当 α 值满足 $\alpha l - \gamma_h = 0$ 的关系时，得到强度极大值。满足上式关系的 α 值，即为在一般振荡时刚好达到阈值时的 α_{th} 值。所以，当粒子反转数达到阈值时的反转数 n_{th} 时，光强达到极大。图 7 中示出了粒子反转数 n 与光强 ϕ 的关系。图中 n_f 为脉冲刚一产生后的粒子反转数。

脉冲上升时间为 τ_R ，根据 (4)、(5) 两式，假如 $\alpha_i l \gg \gamma$ 时，有 $\tau_R \sim t_1 / \alpha_i l$ 。此外，脉冲的衰减是在 $\alpha l \approx \gamma$ 时开始的，所以，衰减时间 τ_D 可用 $\tau_D \sim t_1 / \gamma$ 表示。因此， n_i 比 n_{th} 大很多，脉冲上升时间比下降时间快很多。

巨脉冲输出

假设开关前的粒子反转数为 n_i ，开关后的粒子反转数为 n_f ，则巨脉冲的总能量可用下式表示：

$$E = \frac{1}{2} h\nu (n_i - n_f) \quad (7)$$

式中， h 为普朗克常数， ν 为光的频率。因子 $\frac{1}{2}$ 是因为放出一个光子时，高能级的原子数减少一个，而低能级原子数增加一个，结果粒子反转数减少了 2 个的缘故。

当 $n_i \gg n_f$ 时，根据 (7) 式，输出能量用下式表示：

$$E_h = \frac{1}{2} h\nu n_i \quad (8)$$

峰值输出 20 (瓦) 可根据输出能量 E_l 及衰减时间 τ_D ，以下式求出：

$$W \sim \frac{E_l}{\tau_D} = \frac{1}{2} h \nu n_i \frac{\gamma}{t_1} \quad (9)$$

例如, 假设 $n_i = 0.25N$ (N : 离子数), 用红宝石时, $Nh\nu = 4.65$ 焦耳/厘米³, 根据(8)式, 输出能量为 0.58 焦耳/厘米³。同时, 假设共振腔长为 30 厘米, γ 为 0.1, 则根据(9)式算出, 峰值功率为 10^6 瓦/厘米³。

当 $n_i \approx n_f$ 时的输出能量(E_l)及峰值输出功率 W_l 分别以下式给出^[15]:

$$E_l \approx (n_i/n_{th})(n_i - n_{th})h\nu$$

$$W_l = \frac{1}{2} \left\{ (n_{th} \ln(n_{th}/n_i) + n_i - n_{th}) h\nu \frac{r}{t_1} \right\} \quad (10)$$

巨脉冲光谱及光束角宽度

因为开关时间很快, 所以谱线宽度与通常的振荡相比大得多, 并向长波长方向扩展。光束角宽度也比通常振荡大得多。

为了获得峰值输出很高的巨脉冲, 选用光学上均匀的工作物质, 用光泵方法在短时间内使粒子反转数急剧增加是非常必要的。当然, 注意不要使光激光器工作物质棒温度升高, 同时使工作物质棒两端反射尽量小以避免内振荡, 这也是十分重要的。

用巨脉冲方法所能获得的最高输出, 因光激光器工作物质棒的电致破坏而受到限制。引起破坏的电场强度大致为 $10^6 \sim 10^7$ 伏/厘米。这样高的电场所产生的光强为 $\sim 10^{11}$ 瓦/厘米², 所以, 此时在共振腔外的峰值输出为 $\sim 10^9$ 瓦/厘米²。这就是说, 可以认为 1,000 兆瓦左右是它的最高输出极限。

巨脉冲不但用在通信、加工等实际应用方面, 而且在非线性效应等基础研究方面也得到了广泛地应用。

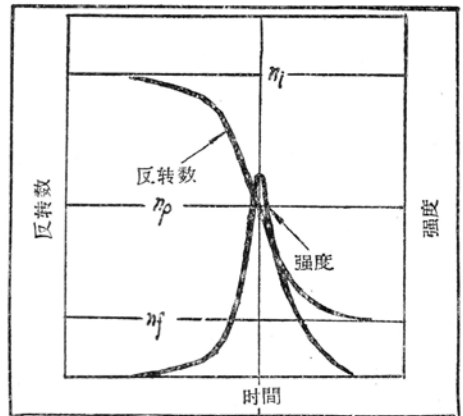


图 7 脉冲发生时的反转数和光的强度

参 考 文 献

- [1] F. J. McClung and R. W. Hellwarth: *J. Appl. Phys.*, 33, 828 (1962); *Proc. IEEE*, 51, 46, (1963).
- [2] K. Giirs: *Z. für Physik*, 172, 163 (1963).
- [3] R. J. Collins et al., *J. Appl. Phys.*, 33, 2009 (1962).
- [4] N. G. Basov et al., *Appl. Opt.*, 1, 767 (1962).
- [5] 矢島达夫: 理研シンポジウム, 1962, 12.
- [6] J. T. Masters et al., *Rev. Sci. Instr.*, 34, 365 (1963).
- [7] D. G. Grant: *Proc. IEEE*, 51, 604 (1963).
- [8] A. J. Demaria et al., *J. Appl. Phys.*, 34, 453 (1963).
- [9] J. L. Helfrich, *J. Appl. Phys.*, 34, 1000 (1963).

- [10] P. P. Sorokin, et al., *IBM J. Res. & Dev.*, **8**, 182 (1963).
 P. Kafalas, et al., *J. Appl. Phys.* **83**, 2349 (1963).
 B. H. Soffer: *J. Appl. Phys.*, **35**, 2551 (1963).
- [11] G. Bret and F. Gires, *J. Appl. Phys. Lett.*, **4**, 175 (1964).
- [12] W. Kaiser and H. Lessing, *Appl. Phys. Lett.*, **2**, 206 (1963).
- [13] H. C. Nedderman, et al., *Proc. I. R. E.*, **50**, 1637 (1962).
- [14] 虎田俊人他: *应用物理*, **32**, 508 (1963).
- [15] W. G. Wagner and B. A. Lengyel, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2040 (1963).

譯自《电子科学》1965, 1, No. 1, 42—46. 滕永祿、郑秀云譯 沈 柯、孙占鳌校

光激励器的光明前景

T. H. 梅曼

还没有一种发明象光激励器这样迅速的激起人们的想象。科学幻想小说和漫画栏的作者已紧紧的抓住了这一题材，由于它可能成为死光和袖珍杀伤武器。然而，在实际生活中，大部分激光活动均局限在研究和发育上，只有为数不多的几种实际应用，诸如测距、眼外科中修补脱落的视网膜、机械制造中的焊接等。但一旦当控制和效率问题得到解决，限制光激励器应用的就只是工程师的想象力和灵机了。

人们对光激励器一致是感兴趣，主要来自它具有产生和控制相干光以及造成巨大功率密度的能力。

虽然现有光激励器的总效率很低——由低于万分之一到最佳的百分之几，但它们仍能产生远远超过任何其它装置的能量密度。多数光激励器都发射平行度极高的光束，所产生的峰值功率密度大于每平方厘米 10^9 瓦。如果再用镜子聚焦，则功率密度会提高很多倍，可高达每平方厘米 10^{14} 瓦。

另外一些可能有用的性质是光束的低发散度(10^{-2} 到 10^{-4} 弧度)、光激励器的狭窄频谱(所谓时间相干性)以及放大影象的能力等。

由理论到实践

自1960年5月31日完成第一台光激励器之后，一门内容异常广阔而多样的技术便发展起来。原因之一在于光激励器这种装置是以科学家们一直在研究的理论物理学(量子力学、固态理论、电磁辐射的电子学调制)为基础的。

几乎每一位从事过一些激光实验的人都曾预言过光激励器的一些用途。一些提议使你不得不信，诸如清除颜料、清除杂草、雕刻墓碑、砍伐树木、击昏猪畜(屠宰之前)以及露天游艺场的光枪等等。

而你，尽可列出一串更长的较为现实的可能的应用，诸如通讯、测距、计算机、监视和