

喇曼自由电子激光器中辐射的输出及测试

褚成 陆载通 施瑞根 王之江
张立芬 胡煜 施津川

(中国科学院上海光机所)

提要: 获得了喇曼自由电子激光器的激光辐射输出。给出了漂移管、出射及接收喇叭、滤波器等主要元件的设计方法及激光器实验中辐射测试的结果。

**Output and measurement of radiation in a free-electron
laser based on stimulated Raman scattering**

Chu Cheng, Lu Zaitong, Shi Ruigeng, Wang Zhijiang, Zhang Lifen, Hu Yu, Shi Jinchuan

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

Abstract: We have succeeded in obtaining laser action in a free-electron laser based on stimulated Raman scattering. This paper presents a brief account on the output and measurement of the free-electron laser radiation in Ka band. The design methods of drift tube, emitting and receiving horns and filters are summarized together with radiation measurement results.

基于受激喇曼散射的自由电子激光器见图1, 标称能量0.5 MeV的强流脉冲电子束从一只无箔二极管发出并由轴向强磁场引导, 在漂移管中(亦即激光辐射波导管)形成约1 m长的低发射度柱状(或空心柱状)电子束冷流, 在右旋圆偏极双绕电磁波荡器或轴对称环状波荡器的泵浦下, 即获得自由电子激光辐射(相干超辐射放大模式)。典型的激光脉冲参数是: 半高宽约20 ns, 平均功率约0.5 MW, 波长约8 mm(Ka波段)。

从经典辐射波的理论来看, 我们这台喇曼自由电子激光器的工作机理是在于空间电荷波与电磁波耦合传递能量(电子的动能馈送给电磁波)的结果。这一过程是在波导管(漂移管)中进行的, 波导管中的色散关系必

然对上述耦合过程发生影响。我们推导出, 当闲频波为静电束模时, 波导管中自由电子激光器的耦合频率 ω 为

$$\omega = \gamma_z^2 \left(k_\omega v_z - \frac{\omega_p}{\gamma_z} \right) \left[1 \pm \left\{ \beta_z^2 - \frac{\beta_z^2 \omega_{co}^2}{\left[\frac{\omega_p}{\gamma_z} - k_\omega v_z \right]^2 \cdot \gamma_z^2} \right\}^{1/2} \right] \quad (1)$$

式中 $\gamma_z \equiv 1/\sqrt{1-\beta_z^2}$, $\beta_z \equiv v_z/c$, v_z 为电子轴向速度, c 为光速; $k_\omega \equiv 2\pi/\lambda_\omega$ 为波荡场波数, λ_ω 为其周期; $\omega_p \equiv \sqrt{4\pi n e^2/\gamma_z \cdot m}$ 为电子束等离子体特征频率, n 为电子束密度, m 为电子质量, e 为电子电荷; ω_{co} 为波导管截止频率。

收稿日期: 1985年10月21日。

(1) 式表明, 为实现空间电荷模与电磁模的耦合, 必须满足

$$\omega_f > \omega_{co} \cdot \gamma_z (1 + \beta_z) \quad (2)$$

或

$$\lambda_f < \frac{\lambda_{co}}{\gamma_z \cdot (1 + \beta_z)} \quad (3)$$

式中 ω_f 指自由空间中的激光耦合频率; $\lambda_f = 2\pi c/\omega_f$ 为相应的自由空间中波长。

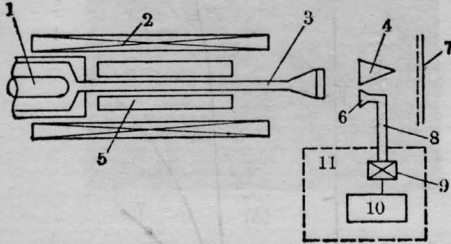


图1 自由电子激光器装置示意图

1—二极管阴极; 2—引导磁场线包; 3—漂移管; 4—量热器; 5—波荡器(电磁或铁环); 6—喇叭口; 7—微波吸收材料; 8—波导管; 9—微波测试系统; 10—示波器; 11—屏蔽室

为检验式(1)~(3)的正确性, 我们对美国海军实验室的器件^[4]进行了“考试”计算。计算结果表明, 其最佳工作点耦合频率为 78.5 GHz, 横向速度为 0.24 倍光速; 而文献[4]给出实验值分别为 80 GHz 及 0.21, 可见是符合的。此外, 对该器件横向速度阈值点作比较计算也证明了公式(1)~(3)的正确性(由公式(1)算出频率为 110 GHz, 文献[4]给出为 117 GHz)。

由于我们使用的电子束能量较低(γ_z 较小), (2)、(3)式并不一定就能满足。从自由空间中的耦合频率的角度来看, (2)式表明, 波导管的“有效”截止频率增大为 $\gamma_z(1 + \beta_z)$ 倍。在我们这里, 因为 $\gamma_z \approx 2$, 故近似增大为 4 倍。为了能够运转, 不得不选取较大的波导管半径 a (因为 $\omega_{co} \propto \frac{1}{a}$)。但如采用双绕螺旋波荡器, 波荡器的激励电流 I_ω (在固定波数 k_ω 及幅度 B_ω 时) 正比于 $\exp(5.68 a/\lambda_\omega)$, a 取得过大会引起 I_ω 的剧烈上升, 在技术上造成困难。基于以上考虑, 选取漂移管(波导管)内径为 $\phi 20$ mm, 即可满足我们器

件参数的要求。此时, 由(1)~(3)式标出的自由空间中耦合频率及 $\phi 20$ mm 波导管中 TE₁₁ 模耦合频率与引导磁场的关系曲线如图 2 所示。由图 2 不难看出波导管对激光频率有相当大的作用。漂移管的外径则必须考虑磁渗透效应(magnetic diffusion)。为了使引导磁场及波荡磁场不滞后、无损耗地传入漂移管内, 漂移管的壁厚受到限制。对于幅度为 H_0 的外磁场, 我们算出壁厚 1.5 mm、内径 20 mm 的不锈钢漂移管内壁面处磁场 $H(t)$ 为^[2]

$$H(t) = H_0(1 - e^{-t/0.108}) \quad (4)$$

其中 t 为时间(ms)。

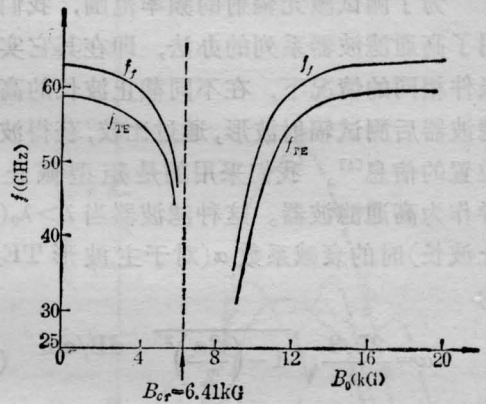


图2 自由空间耦合频率 f_f 及波导管中 TE₁₁ 模耦合频率 f 与引导磁场 B_0 的关系 (B_{cr} 为磁共振临界值)

(条件为 $\gamma = 2$, 束流 $I = 1$ kA, 束半径 3 mm, 波导管内径 20 mm, 波荡场周期 22.5 mm)

(4) 式表明, 只要外磁场的特征时间远大于 0.108 ms, 就有 $H(t) \approx H_0$ 。由于引导磁场特征时间为 7.5 ms, 波荡场的特征时间是 0.5 ms, 均满足此条件。所以厚度 1.5 mm 是合适的。

出射喇叭的设计采用了通常的方法^[2], 其圆锥角 ϕ 由下式决定:

$$\cos \frac{\phi}{2} = \frac{L/\lambda}{\delta + L/\lambda} \quad (5)$$

式中 δ 为孔径面上允许的相对相位变化, 对圆锥喇叭是 0.32, λ 为波长, L 为喇叭长度。

将 $\lambda \approx 7 \text{ mm}$ 代入(5)式, 定出出射喇叭圆锥角 30° , 长度 63.5 mm , 出口内径 $\phi 54 \text{ mm}$ 。

喇叭的增益 g_L 由下式给出:

$$g_L = 10.99 + 10 \log(1/Q_b) \quad (6)$$

在我们这里, $g_L = 13 \text{ dB}$ 。

至于接收喇叭, 我们采用了一只全角 45° 、出口宽 35.4 mm 、高 3.6 mm 的 H 型扇型喇叭, 其有效面积为

$$A_e = g_p \lambda^2 / 4\pi \quad (7)$$

其中 g_p 为系数, 取决于喇叭的几何尺寸, 在我们这里为 30 , 故有效面积为 117 mm^2 , 近似为几何面积 (127 mm^2)。

为了测试激光辐射的频率范围, 我们采用了高通滤波器系列的办法, 即在其它实验条件相同的情况下, 在不同截止波长的高通滤波器后测试辐射波形, 通过比较, 获得波长位置的信息^[4]。我们采用的是矩型截止波导作为高通滤波器。这种滤波器当 $\lambda > \lambda_c$ (截止波长) 时的衰减系数 α (对于主波形 TE_{10}) 为

$$\alpha = \frac{27.3}{a} \sqrt{1 - \left(\frac{2a}{\lambda}\right)^2} \text{ dB/cm} \quad (8)$$

式中 a 为截止波导长边尺寸。我们采用的截止波导滤波器矩型截面短边长 3.6 mm , 长边边长分别为 $3, 5, 7 \text{ mm}$, 其特性见图 3。在衰减长度为 6 cm 的条件下, 由图 3 可见, 获得 10 dB 以上的衰减量在很接近 λ_c 的时候就能实现。

我们采用普通的炭斗量热器测试辐射能量。

由以上辐射传输及探测系统进行了一系列实验, 探测到了自由电子激光。典型的一组结果示于图 4。其中(a)显示了激光波形, 脉冲半高宽约 17 ns , 能量约 10 mJ , 平均功率约 0.5 MW , 瞬时电子效率约 0.1% 。这是以空心电子束为工作物质, 在引导磁场 10 kG , 采用铁环波荡器时获得的。使用实心电子束及电磁波荡器也获得了效率约为

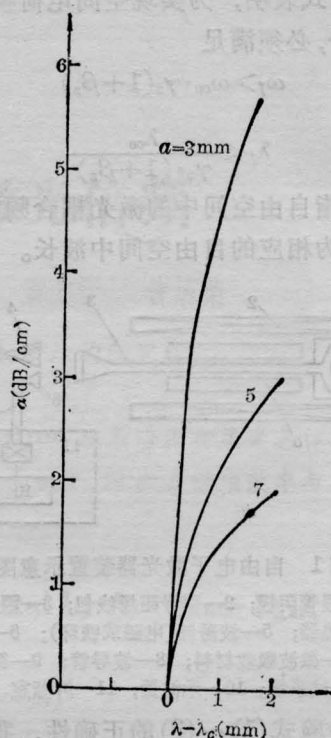


图 3 高通滤波器衰减系数 α 与波长 λ 偏离截止波长 λ_c 的距离函数关系 (a 为矩型截面长边长度)

0.1% 的类似的结果。这些结果比起国外类似器件^[4], 尚有 $1 \sim 2$ 个数量级的差距。图 4(b)显示了在(a)同样条件, 但高通滤波器截止波长减小为 6 mm 时拍得的波形, 从信号已小到被噪声掩盖来看, 我们获得的激光辐射波长应在 $10 \text{ mm} > \lambda > 6 \text{ mm}$ 范围, 亦即 Ka 波段(约 8 mm), 这与图 2 所给出的预计值(7 mm)是符合的。这也就证明了辐射的性质是相干超辐射放大, 因为否则的话, 辐射将是广谱的。这是鉴定辐射性质的重要方法之一^[3]。

图 4(c)显示了在(a)同样条件下, 但引导磁场移到低于临界磁场 B_{cr} 的低值区 (4 kG) 时拍摄的辐射波形。显见此时不再有激光脉冲。原因可能在于, 此时电子的横向速度 β_{\perp} 远比 $B_0 = 10 \text{ kG}$ 时小 (从 $\beta_{\perp} = 0.21$ 降到 $\beta_{\perp} < 0.1$), 相应增益也就大为减小, 以至低于阈

(下转第 481 页)

光功率, 则可获得约 1.5 mW 的倍频光, 但这仍低于 ADP 晶体或 KDP 晶体在 90° 相位匹配时的转换效率^[4,5]。由于尿素晶体只能采用角度相位匹配, 且尿素晶体对 *o* 光和 *e* 光折射率的差值较大, 倍频光束和基波光束的离散角较大, 难以获得较长的有效作用距离。在我们实验中, 有效作用距离小于 2 mm。用 ADP 晶体 90° 温度相位匹配时, 有效作用距离可达 76 mm^[6]。因此, 虽然尿素晶体有很高的非线性系数, 在基波光功率较低时, 一般难以获得高的倍频转换效率。只有当基波光波长为 470 nm 左右时, 才有可能得到较高的转换效率。因此尿素晶体较适合于功率较高的脉冲激光倍频。

实验中基波光为基模, 但得到的倍频光斑为椭圆形。短半轴对应于 θ 角变化的方向, 且随着基波光会聚透镜的焦距的减小而长短轴之比增大。这一结果表明尿素晶体倍频角度相位匹配的容许角较小, 基波光束经

锐聚焦后使倍频光束产生非对称性。但由于基波光聚焦后可提高转换效率, 因此, 适宜的方法是将基波光束经扩束望远镜收小后再聚焦以减小会聚角。但这一方法易引进较高的光损耗, 降低了基波光的功率。

尿素晶体比 ADP 晶体更易潮解, 因此要采用光损耗小的防潮技术才能得到较好的倍频效果。

参 考 文 献

- [1] B. J. Jain, T. K. Gustafson; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, **QE-12**, 555.
- [2] K. Kato; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1980, **QE-16**, 810.
- [3] J. M. Halbout *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, 1176.
- [4] R. J. Jain, T. K. Gustafson; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, **QE-9**, 859.
- [5] M. W. Dowlay, E. B. Hodges; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1968, **QE-4**, 552.
- [6] 顾原岗等; 《中国激光》, 1984, **11**, No. 10, 628.

(上接第 484 页)

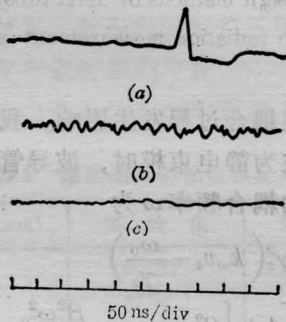


图 4 晶体检波器测得的辐射波形

- (a) 铁环振荡器, 引导磁场 10 kG, 空心柱状电子束, 高通滤波器截止波长 10 mm, *y* 轴 0.5 V/div;
- (b) 同上, 但截止波长减小到 6 mm; (c) 同 (a), 但引导磁场为 4 kG, 无高通滤波器

值。

为了从另一角度判断辐射的性质, 我们穿插总体实验做了大量的对比实验, 即在除去激光所必需的任一条件(电子束不工作, 或波荡场取 0, 或引导磁场取 0)下测试能量

及波形。发现所有这些场合, 能量读数均为零, 示波器波形均为类似于图 4(b)、(c) 的噪声扫描线。正如美国海军实验室 Jackson 等人指出^[4], 这种对比实验表明我们获得的辐射是相干超辐射放大模式。因为单纯的自发辐射功率仅数十 mW, 比相干超辐射小约 8 个数量级。

本所谢培良同志及上海无线电 26 厂李明光同志提供了部分测试设备, 谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] H. Knoepfel; "Pulsed High Magnetic Fields", North-Holland Publishing Co., 1970.
- [2] T. S. Laverghetta; "Microwave Measurements and Techniques", Artech, 1976.
- [3] K. L. Felch *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, 1354.
- [4] R. H. Jackson *et al.*; *IEEE J. Quant. Elec.*, 1983, **QE-19**, 346.