

自由电子激光器(FEL)

兰马羣 常文蔚

摘 要 本文是关于自由电子激光器的综合报告。论述了自由电子激光器的物理基础, 发展概况, 工作特性, 并且指出其应用的可能领域。

一、引 言

自由电子激光器(FEL)是最近几年正在大力研制的新型激光器件。

一般的激光器, 辐射是电子在工作物质的原子或分子的束缚能级间跃迁产生的, 可称为束缚电子激光器。它存在固有的缺点: (1) 由于工作物质固有能级的限制, 激光波长不可能在大范围内连续调谐; (2) 受激发射几率与 λ^3 成正比, 因此想获得高功率短波激光是困难的; (3) 工作物质在强光下出现自聚焦、自击穿等非线性破坏效应, 限制了输出功率的提高; (4) 能量转换环节较多, 所以能量转换效率一般不高。由于这些限制, 束缚电子激光器显然不能满足现代科学技术的某些特殊需要, 因而激光发展的主要方向是高功率、短波长、宽频带连续调谐。FEL正是解决这些问题的一种新途径。

FEL是将相对论性电子束的动能变成相干辐射能的装置。FEL的优点是: (1) 输出的激光可在很宽的频率范围内连续调谐, 原则上可以从厘米波段到 x 波段, 目前还没有哪一种可调谐激光器有如此宽广的调谐范围; (2) 能量转换效率非常高, 理论估计可达50%以上, 具有很大潜在能力; (3) 功率可望作得很大, 可以获得巨脉冲功率。这一方面是目前相对论电子束技术较成熟, 另一方面是用电子束作工作介质不出现非线性破坏效应, 所以可以获得很高的光功率; (4) FEL复盖了微波激射器和束缚电子激光器之间存在的空白波段, 它把产生微波(电子学)和激光(光学)的两种截然不同的领域统一起来, 是量子电子学的一大发展。(5) FEL虽然需要庞大复杂的相对论电子束(加速器)技术、微波技术、激光技术, 但这些技术现已比较成熟, 可以借用。

鉴于FEL的多方面的优越性, 不难想象它在激光武器、同位素分离、激光核聚变、激光通讯和雷达等重大应用研究中, 都是优秀的候选光源。因此, 虽然目前FEL尚处于试验研究阶段, 离开实用还有相当差距, 但它是有前途的研究项目, 被许多国家列为重点研究课题, 成了激光研究领域中新分支。

二、自由电子激光器的发展简况

大约在激光发明前十年就提出了FEL的设想方案。1951年 Motz 等人提出自由电

子受激辐射的原理^[1]。1964年我国的王之江提出自由电子振荡辐射^[2]。1968年Pantell等人从理论上计算了受激 Compton 散射^[3]。1971年斯坦福大学的 Madey 写了一篇博士论文,题为“周期磁场中的受激韧致辐射”^[4]。之后,他决定亲自动身作实验,经过五年的辛勤努力,终于在1976年看到了10.6微米的放大现象^[5]。1977年他们又实现波长为3.4微米的自由电子激光振荡^[6]。另一种类型的FEL是电子迴旋管(Gyrotron);美国海军研究所的Granatstein等人在1974年首次在毫米波实现了受激辐射^[7],1977年又观察到0.4毫米波的超荧光^[8],差不多同时,苏联高尔基大学的Gapnov等人也发表了这方面的工作^[9]。总之,大约从1976年起,FEL作为新型激光器件问世了,并引起各研究机构的关注。

由于FEL的需要,对自由电子与电磁辐射相互作用的机理作了深入研究,利用各种新的物理效应开拓研制FEL的领域。1979年Wachtel提出采用Smith—Purcell效应的线性受激FEL理论^[10]。这种器件现称为腔栅管(Orotron)^[11]。1976年Dekker提出利用Cerenkov效应产生受激辐射^[12],1977年Walsh等人制成5毫米波长的Cerenkov型FEL^[13]。其它效应,如在介质中的双光子过程,沟道辐射等,都可能用来研制新型的FEL。多种效应的综合利用,也许会更加有效。

FEL方面已作了大量的理论分析和计算,基本上有五种理论:(1)以Madey为首属于量子理论派^[4,5];(2)Scully小组是经典动力学理论派,他们证明FEL是一个经典器件^[14,15],可用Vlasov方程和Maxwell方程加以描述;(3)Colson属于经典单粒子理论派^[16],他用单电子代替电子束,通过求解单电子的经典洛伦兹方程,获得了描述自由电子的“摆方程”^[17],可直接了解自由电子的运动性质;(4)以Kroll为首提出经典物理行波放大理论^[18];(5)计算机模拟,Dawson等成功地在计算机上实现了等离子体的粒子模拟,并把它应用于FEL中,获得很多新的成果^[19]。

理论上FEL的能量转换效率是很高的,然而实验得到的却低得多,至少差一个数量级。为了产生短波辐射,在理论和实验上也都存在困难。目前,FEL的研究主要集中在这两个方向上。

现在,美、苏、英、法、日、意、西德都在对FEL进行广泛的研究,新的物理思想和新的方案不断出现,目标都是为了尽快把FEL提高到实用水平。我国近年来也积极开展了这方面的研究,主要是中国科学院电子学所、成都电讯工程学院和上海光机研究所等单位,并获得一些初步成果。

三、自由电子与电磁辐射的相互作用

FEL是利用自由电子受激辐射原理制成的器件,其物理基础就是自由电子与电磁辐射的相互作用。

首先我们证明在真空中自由电子不能发射或吸收一个光子。设自由电子的初态是

$$|i\rangle = \frac{1}{V} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega t} / \sqrt{\hbar} \quad (1)$$

末态是

$$|f\rangle = \frac{1}{V} e^{i\vec{k}_f \cdot \vec{r} - i\varepsilon_f t / \hbar} \quad (2)$$

设电磁辐射是平面电磁波, 矢势是

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = A(\vec{q}, \omega) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r} - i\omega t} \quad (3)$$

自由电子与辐射场一阶相互作用的跃迁矩阵元为

$$\langle f | \hat{\mathcal{H}} | i \rangle = -\frac{e}{2m_0} \langle f | \vec{p} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) + \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot \vec{p} | i \rangle. \quad (4)$$

很快发现, 只有在能量和动量守恒都满足时

$$\varepsilon_i - \varepsilon_f = \hbar\omega \quad (5)$$

$$\vec{k}_i - \vec{k}_f = \vec{q} \quad (6)$$

跃迁矩阵元才不为 0。同时电子和光子还存在以下色散关系

$$\varepsilon = (\dot{m}_0^2 c^4 + c^2 p^2)^{1/2} \quad (7)$$

$$\varepsilon_{\text{光}} = \hbar\omega = c p_{\text{光}} = c \hbar q \quad (8)$$

用图 1 描述辐射跃迁的一维图象。假定电磁波沿 z 方向传播, 电子从 k_{zb} 能态跃迁到 k_{za} 能态时发射一个光子的能量和波数分别为

$$\varepsilon_{zb} - \varepsilon_{za} = \hbar\omega \quad (9)$$

$$k_{zb} - k_{za} = q \quad (10)$$

设 $f(k_0)$ 为电子的分布函数, 假如粒子数反转条件成立

$$f(k_{zb}) > f(k_{za}) \quad (11)$$

则由 (5) (6) 式可直接证明电子束的群速度 v_g 超过了电磁波的相速度 v_{ph} ,

$$v_g = \frac{1}{\hbar} \left. \frac{\partial \varepsilon_z}{\partial k_z} \right|_{k_z = k_0} > v_{ph} = \frac{\omega}{q} \quad (12)$$

这在图上表现为在 k_0 处能量曲线的正切斜率 v_g 大于弦的斜率 $\frac{1}{\hbar} (\varepsilon_{zb} - \varepsilon_{za}) / (k_{zb} - k_{za}) =$

$\frac{\omega}{q} = v_{ph}$, 这种条件称为 Cerenkov 条件。

在真空中, $v_{ph} = \omega/q = c$, (5) (6) 式永远不能同时满足, 也不会发生 Cerenkov 条件。真空中 (5) (6) 式的唯一解为 $\omega = q = 0$ 。对于非零频率, 为了平衡能量守恒和动量守恒方程, 必须将微扰引入电子电磁波系统, 微扰使电子和电磁波之间产生相互作用及可能的激射。引入微扰的不同方式就构成不同类型的 FEL, 下面我们叙述几个重要的物理效应:

第一个是受激逆 Compton 散射效应。设光子与相对论电子碰撞, 如图 2 所示, 能

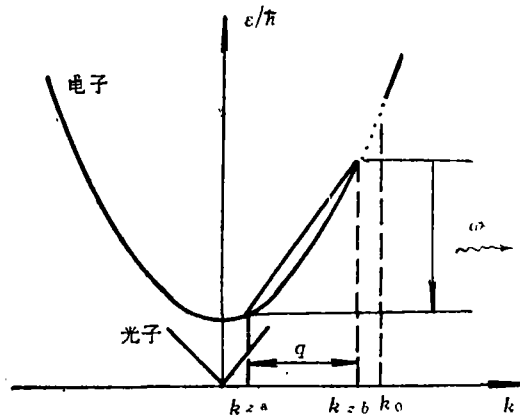


图 1 自由电子辐射跃迁图解

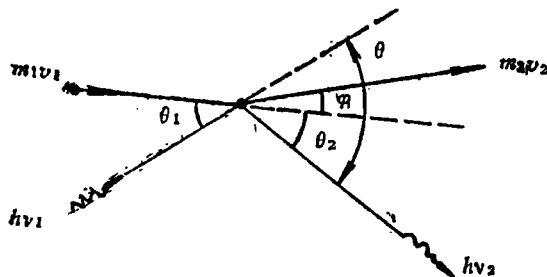


图 2

量守恒方程为

$$m_1 c^2 + h\nu_1 = m_2 c^2 + h\nu_2 \quad (13)$$

动量守恒方程为

$$m_1 v_1 + \frac{h\nu_1}{c} \cos\theta_1 = m_2 v_2 \cos\varphi + \frac{h\nu_2}{c} \cos\theta_2 \quad (14)$$

$$\frac{h\nu_1}{c} \sin\theta_1 = m_2 v_2 \sin\varphi - \frac{h\nu_2}{c} \sin\theta_2 \quad (15)$$

上三式联立消去 m_2 、 v_2 、 φ 后, 可得

$$\nu_2 = \nu_1 \frac{m_1 c^2 - c m_1 v_1 \cos\theta_1}{m_1 c^2 + h\nu_1 (1 - \cos\theta) - c m_1 v_1 \cos\theta_2} \quad (16)$$

当入射光子与电子对碰时 $\theta_1 = \pi$, 在入射电子方向上 $\theta_2 = 0$ (背散射), 散射光子的 ν_2 最大:

$$\nu_{2\max} = \nu_1 \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \approx 4\gamma^2 \nu_1 \quad (17)$$

其中 $\beta = v_1/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ 。通常的 Compton 散射是光子被静止电子散射后频率变低, 这里是频率上变换, 称为逆 Compton 效应。当然当 $\theta_1 = 0$ 和 $\theta_2 = \pi$ 时, 有频率下变换:

$$\nu_{2\min} = \nu_1 \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \approx \frac{\nu_1}{4\gamma^2} \quad (18)$$

但可以证明, 频率上变换有利于辐射功率的放大。相应于频率上变换的波长变换为

$$\lambda_{2\max} \approx \frac{1}{4} \cdot \frac{\lambda_1}{\gamma^2} \quad (19)$$

1933年 Kapitza 和 Dirac 从理论上预言了受激逆 Compton 散射的存在^[20], 1973年才得到实验证明^[21]。利用这种效应制造 FEL 尚未成功。

第二个是受激磁致辐射效应。让相对论电子束通过一个在光腔中布置的横向周期磁场 (通称摇摆器或 Wiggler 场), 从而产生强相干辐射。可采用所谓虚光子的概念来简化计算: 先在电子坐标系中进行计算, 这时周期磁场相当于入射到静止电子上的虚光子, 问题就归结为通常的 Compton 散射; 然后再换算到实验室坐标系中来。假定摇摆器的周期是 λ_w , 根据相对论的尺缩效应, 虚光子的波长为

$$\lambda_1 = \lambda_w (1 - v_z^2/c^2)^{1/2} \quad (20)$$

Compton 散射后波长变为

$$\lambda_2 = \lambda_1 + \lambda_c(1 - \cos\theta) = \lambda_1 + 2\lambda_c \quad (21)$$

其中 $\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = 2.43 \times 10^{-12}$ 米是电子的 Compton 波长, 一般满足 $\lambda_1 \gg \lambda_c$, 故 $\lambda_2 \approx \lambda_1$ 。

现在转换到实验室坐标系中来, 由于相对论的 Doppler 效应, 在沿电子运动方向上接收到的光子的波长为

$$\lambda_L = \lambda_2 \frac{1 - v_z/c}{\sqrt{1 - v_z^2/c^2}} \approx \lambda_w(1 - v_z/c) \quad (22)$$

假定摇摆器磁场取以下形式:

$$\vec{B}_w = B_w \left(\sin \frac{2\pi}{\lambda_w} z, \cos \frac{2\pi}{\lambda_w} z, 0 \right) \quad (23)$$

则通过求解电子的运动方程, 可得

$$v_z = v \left[1 - \left(\frac{K}{\gamma} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (24)$$

其中 K 称为摇摆器参数, K 值为

$$K = e B_w \lambda_w / 2\pi m_0 c^2 = 0.09337 B_w \lambda_w \quad (25)$$

式中 B_w 的单位是千高斯, λ_w 的单位是厘米。假定 $\gamma \gg 1$, $\frac{K}{\gamma} \ll 1$, 把(24)式代入(22)

式, 近似有

$$\lambda_L \approx \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} (1 + K^2) \quad (26)$$

若略去第二项, 即认为 $v_z \approx v$, 有

$$\lambda_L \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_w}{\gamma^2} \quad (27)$$

此式与(19)式比较, 差别只在于数量为 1 的常数不同, 因此常用 $\frac{\lambda_w}{\gamma^2}$ 估计工作波长量级。

理论上计算了它的增益表达式^[22]

$$G = 2.66 \times 10^{-3} \lambda_L^3 / \lambda_w^{1/2} \frac{K^2}{(1 + K^2)^{3/2}} \frac{I}{\Sigma} N^3 f(x) \quad (28)$$

其中 I 为电子束电流, Σ 是光模横截面, $f(x)$ 是一个增益函数, N 是摇摆器的周期数目。利用此效应制成的 FEL 可称为磁致激光器, 通常也称为 Compton 型激光器。

第三个是受激 Raman 散射效应。当入射光波与电子束相互作用时, 一方面激起电子束的等离子体振荡, 另一方面又从这等离子体产生散射, 散射波与入射波进一步相互作用, 使散射波大大增强, 这个过程称为受激 Raman 散射。若电磁波的波长大于电子束的 Debye 长度时,

$$\lambda > \lambda_d = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 n_e}} \quad (29)$$

则电子束作为整体与电磁波相互作用, 产生受激 Raman 散射。若相反, $\lambda < \lambda_d$, 则电磁

波与单个电子相互作用,产生受激 Compton 散射。显然,在电子束能量较低但密度很高的情况下对应的是受激 Raman 散射过程。光在分子上产生 Raman 散射的现象是众所周知的,它是入射光的电磁振荡与分子系统内部振动、转动等固有特征振荡相互耦合的结果。电子在摇摆器中运动产生的辐射类比为入射光波(也可以是真正的入射光波),电子束等离子体振荡频率

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{\gamma m_0}} \quad (30)$$

类比为分子内部的振荡频率。于是可以用 Raman 散射模型分析总的辐射过程。从电子坐标系看,入射电磁波频率是 ω_1 , 等离子体振荡频率就是 ω_p , Raman 散射光谱中有斯托克斯线 $\omega_1 - \omega_p$ 和反斯托克斯线 $\omega_1 + \omega_p$, 由于功率的考虑,最后输出的是斯托克斯线

$$\omega_1^- = \omega_1 - \omega_p \quad (31)$$

最后转换到实验室坐标系,考虑到相对论 Doppler 效应,实际接收到的频率是

$$\omega_R = \left(\omega_1 - \frac{\omega_p}{\gamma} \right) / (1 - \beta) \quad (32)$$

换算为波长是

$$\frac{2\pi c}{\lambda_R} = \left(\frac{2\pi\nu}{\lambda_W} - \frac{\omega_p}{\gamma} \right) / (1 - \beta) \quad (33)$$

由于能量低 γ 小,所以工作波长在毫米波到亚毫米波范围。

有人计算了 Raman 型 FEL 的增益^[23],

$$G = \frac{K}{\gamma} \left[\frac{\pi \Gamma \omega_p \gamma^{1/2}}{2c(1+K^2)^{1/2} \lambda_L} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (34)$$

第四个是受激 Cerenkov 辐射效应,在真空中自由电子不产生电磁辐射,但是,当相对论电子通过介质时,介质内产生诱导电流,由这些诱导电流激发次波,当电子的速度超过介质内的光速 c/n 时,这些次波与电子本身产生的电磁波相互干涉,可以形成辐射电磁波,这就是 Cerenkov 辐射。辐射方向与电子运动方向间夹角 θ_c 叫 Cerenkov 角, θ_c 由下式决定

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r} \beta} \quad (35)$$

其中 n 为介质的折射率, ϵ_r 为相对介电常数。由于介质中存在色散现象,即 $n=n(\omega)$, 可以预料,不同频率成分的辐射方向将略有不同。由 $\cos \theta_c < 1$ 可见,产生 Cerenkov 辐射的条件是

$$\beta^2 \epsilon_r(\omega) > 1 \quad (36)$$

此式实际上给出 Cerenkov 辐射的频谱范围,发射波长为

$$\lambda = (\beta^{-1} - n) \lambda_p \quad (37)$$

其中 λ_p 为泵浦波周期。

早在1958年就有人提出用 Cerenkov 效应产生毫米波和亚毫米波。由于 FEL 的推动,1976年 Dekker 又重新提出^[12]。Cerenkov 型 FEL 的工作波段是红外至毫米波。

第五个是受激 Smith—Purcell 辐射效应,让相对论电子束掠射过一个金属衍射光

栅的表面, 电子束在金属表面感应象电荷, 象电荷和电子束一起向前传播, 同时还在横方向上振动, 作变速运动的象电荷将发射电磁波。设光栅常数为 d , 观察方向与电子运动方向成 θ 角, 电子走过距离 d 的两点产生的电磁波要发生相长干涉, 必须使两个波前的距离等于波长的整数倍,

$$m\lambda = c \frac{d}{v} - d \cos\theta = d(\beta^{-1} - \cos\theta) \quad (38)$$

当谐振腔存在时, 就创造了使这种自发辐射转变为受激辐射的条件。由于要求电子束贴近光栅表面 (波长量级), 工作波段适用于毫米波到亚毫米波段。

第六个是沟道辐射效应。随着晶体沟道效应的研究, 1976年 Kumakhov 首次从理论上预言^[24], 在晶体沟道中运动的带电粒子因在沟道中作周期运动而发射 γ 射线, 这就是沟道辐射 (或称 Kumakhov 辐射)。近年来, 理论和实验都证实了沟道辐射的存在。计算表明: 只要适当调节入射粒子的能量和入射粒子的初始条件, 即可达到频率调节; 辐射的方向性很好, 大部分辐射集中在沿沟道方向角宽为 $\Delta\theta \sim \gamma^{-1}$ 的狭窄范围内; 沟道辐射的能量很高, 对于几十 Mev 的电子, 辐射能量可达 KeV 量级, 已进入 γ 能区。现在人们正在考虑利用带电粒子的沟道辐射作 γ 射线激光器。

自由电子产生辐射的其它效应, 静电轫致辐射、受激电磁冲击辐射、介质中的双光子过程等, 这里就不一一叙述了。

四、不同类型的自由电子激光器实例

利用自由电子受激辐射的不同效应, 可以制成各种类型的 FEL。这里将列举已经成功的不同类型的 FEL 实例。

第一个实例是美国斯坦福大学的 Madey 小组在 1977 年所作的实验^[6], 实验的示意图见图 3。相对论电子束是直线加速器产生的, 电子能量是 $43.5 MeV$, 相当于 γ 值为 85; 摇摆器是用超导体做成的双螺线圈, 内径 1 厘米, 线圈电流是 3000 安, 周期长度 λ_w 为 3.2 厘米, 磁场幅值 B_w 为 2.4 千高斯, 周期数 N 为 100, 相当于 K 值为 0.7。在摇摆器两端放置谐振腔反射镜, 两镜相距 12.7 米。根据 (26) 式, 可求得工作波长 λ_L 是 3.4 微米, 实验上测量的激光波长是 3.417 微米, 二者相近。

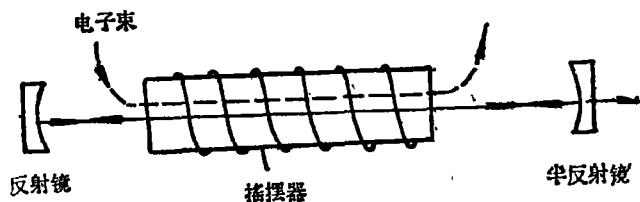


图 3 Compton 型 FEL 示意图

第二个实例是 1978 年美国海军实验室的 Granatstein 小组和哥伦比亚大学的 Marshall 小组合作研制的 Raman 型 FEL^[25], 图 4 是他们的装置示意图。电子束能量较

低是1.2Mev, 电流却很大是25千安培。采用了两个磁场: 一个磁场是作为摇摆器, 周期长度 λ_w 是8毫米, 磁场幅值是400高斯; 另外一个均匀磁场, 它的作用是会聚电子束, 从而避免碰撞到器壁产生的损失。谐振腔是铝制的中央开有小孔的环形反射镜, 让电子束通过中央小孔。在公式(33)中, 采用 $\gamma=2.4$, $\omega_p=16\pi$ G赫芝, 可求得 $\lambda_R \approx 400$ 微米。实验测量到0.5兆瓦到1兆瓦的激光输出, 工作波长400微米, $\Delta\lambda/\lambda$ 值窄到2%。

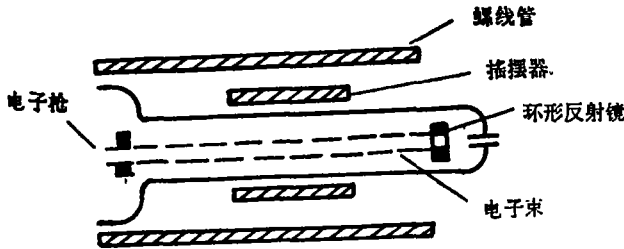


图4 Raman型FEL示意图

第三个实例是1977年美国达特默思学院的Walsh等人研制的Cerenkov型FEL[13], 实验的示意图见图5。为了有效起见, 要求电子是群聚的; 当相对论电子和空间周期磁场以及辐射场相互作用, 就使电子束的密度沿轴向调制。电子经过介质时绝大部分能量都用于介质电离, 因此希望电子不与介质接触, 而是穿过空心圆柱的介质波导。介质用丙烯酸树脂, 相对介电常数为2.5, 外径6.8厘米, 内径4.4厘米。电子的能量是0.5Mev, 电流10千安培, 获得了功率为1兆瓦波长为5毫米的辐射输出。

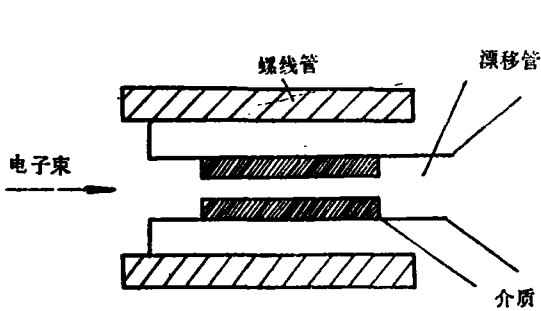


图5 Cerenkov型FEL示意图

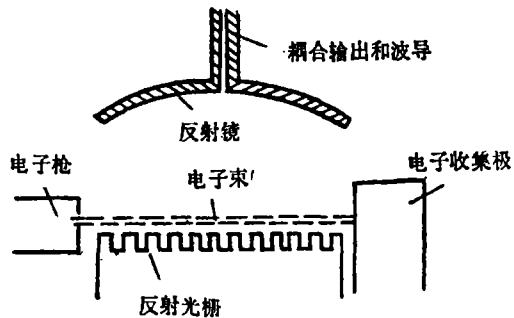


图6 Smith-Purcell型FEL示意图

第四个实例是腔栅管——利用Smith-Purcell效应的FEL[11], 示意图见图6。在光栅的正对面($\theta=90^\circ$)放置了反射镜和耦合孔, 这样构成开放式谐振腔。工作频率接近开放式谐振腔的一个谐振频率, 主要是 TEM_{20} 模。由于 $\theta=90^\circ$, 波长比光栅常数还长, 波长是4毫米, 而光栅常数是0.4毫米。目前这种FEL已成为实用的毫米波和亚毫米波器件。

五、自由电子激光器的改进和发展

FEL的改进和发展主要沿两个方向: 一是提高能量转换效率; 二是向短波进军。为了提高能量转换效率, 提出以下改进方案:

(1) 改变摇摆器的参数 把固定参数摇摆器改为变参数摇摆器,使电子和辐射之间的相位失调得到改善,从而提高能量交换的效率。基于此,人们设计了周期长度或磁场强度沿电子束运动方向递减的摇摆器(锥形摇摆器)^[26]。初步实验结果表明,能量转换效率可以提高10倍。为了降低对电子束质量的要求,人们还设计了每个周期的磁场有横向梯度的结构(横向梯度摇摆器或膨胀式摇摆器),它的作用类似于 β 能谱仪对不同速度和方向的电子产生聚焦作用。

(2) 在空间周期场上再迭加一个轴向均匀的引导磁场^[27] 一方面它会减小电子束的发散带来的损失;另一方面,若电子在轴向磁场中的回旋频率等于电子坐标系中入射光子的频率,可以产生磁谐振效应。实验表明,能量转换效率可达到2.5%。

(3) 采用多元组合结构摇摆器 若耦合得当,也可以提高电子束能量的利用率。目前主要是设计两元摇摆器及“光学速调管”摇摆器。

(4) 改善相互作用区的结构 例如加中心介质棒,综合利用受激 Compton 散射效应(或 Raman 效应)和 Cerenkov 效应。或者采用槽纹状导体器壁,利用高次谐波,增加能量交换的机会。

(5) 提高相对论电子束的质量,减小能量和方向的发散度,以便使大部分电子满足相位匹配。美国海军研究实验室的 Parker 等人做了不少这方面的工作。还可将电子束预调制。

(6) 利用减速器回收电子束^[28] 使用一台静电加速器将电子加速,经摇摆器之后再进入一台减速器,减速器接在加速器的负电极上,这等效于对加速器充电。预计能量转换效率可高达50%。

(7) 再循环 FEL^[29] 可以利用现成的贮存环装置,插入一个摇摆器和一个加速射频腔就行了。电子从摇摆器出来后因辐射能量减小,由射频腔加速后恢复原先状态,再循环使用。总的结果是射频能量转变成辐射能,电子束起了“工作流”的作用。1983年6月21日,法国奥赛的 ACO 贮存环 FEL 获得激光输出,证实了该方案的可行性,电子能量为 160 MeV,激光波长可从 0.64 微米调到 0.65 微米,实验中采用了“光学速调管”摇摆器。

向短波进军方面可采取以下方案:

(1) 提高电子束能量 在美国布鲁克海文使用 700 MeV 的 NSLS 贮存环,指望产生 50—200 毫微米之间的辐射,把波长推到真空紫外波段。

(2) 探索新的物理机制 随波长缩减,增益按波长 $3/2$ 次方减小,要产生 1000 Å 以下的辐射是困难的。王之江提出用电子束干涉形成分布电场^[30],以获得短波辐射的可能性,这可称为电子束干涉摇摆器。P. Dobiasch 等人探索用激光干涉摇摆器获得 5 Å x 射线辐射的方案^[31]。利用沟道辐射可能制成 γ 射线激光器。

六、自由电子激光器的应用前途

由于 FEL 多方面的优越性,可以预料,它的应用前途是很宽广的。这里只列举一些可能的重大应用课题。

(1) 激光武器:要求高功率短波长的激光器, FEL 有希望达到它的要求。调谐

FEL的工作波长以实现最佳大气传输。能量为240 Mev 电流为1 安培的电子束在10%效率下可有 2×10^5 瓦的激光输出, 离武器要求的 10^6 瓦数量级不远。由于FEL设备庞大, 可能只适于作地面武器。

(2) 激光核聚变: 惯性约束激光核聚变要求功率兆瓦级、波长小于300 毫微米。变参数摇摆FEL可能满足这种要求。若聚变堆作能源使用, 则对FEL的高效率将产生更大兴趣。

(3) 激光分离同位素: 激光分离同位素是利用原子和分子光谱的同位素位移效应, 它要求功率大单色性好的激光器。例如, U^{235} 在兰绿色和16微米处有很强的吸收峰, 目前还没有合适的激光器, 而FEL正是候选者, 采用激光分离, 分离系数较大, 这对于充分利用贵重的铀资源是重要的。

(4) 激光通讯和雷达: 把波长从微波延伸到激光, 是提高抗干扰能力和测量精度的有效手段。FEL的波长可按需要调节。兰绿激光(450—530毫微米)能穿透海水, 因此兰绿光FEL可用于潜艇通讯, 可用于制造探测敌人潜艇、绘制海图、探测海面油污的雷达。

(5) 激光材料加工: 目前在材料加工中广泛应用的是 CO_2 激光器和化学激光器, 都在红外波段, 但有些材料(Cu、Ag、Al等)对红外光有很高的反射率, 因此加工难于奏效。若使用FEL, 则可根据不同材料选择合适的波长。

FEL正处于发展完善时期, 不能过早地预料其应用价值。而在近期内, 将在其它激光器不易达到的波段首先使用它。美国贝尔实验室已经在100—400微米为固体光谱学研究建造了第一台实用的FEL。

参 考 文 献

- [1] H.Motz, J.Appl.Phys., **22**(1951)15, 527.
- [2] 王之江, 自由电子振荡辐射, 长春光机所集刊, 1964.
- [3] R.H.Pantell, et al., IEEE Trans., QE-4(1968)11, 905.
- [4] J.M.J.Madey, J.Appl.phys., **42**(1971)5, 1906.
- [5] L.R.Elias, et al., Phys.Rev. Lett., **36**(1976)13, 717.
- [6] D.A.G.Deacon, et al., Phys.Rev.Lett., **38**(1977)16, 892.
- [7] V.L.Granatstein, et al., IEEE Trans., MTT-22(1974), 1000.
- [8] J.L.Hirshfield, et al., IEEE Trans., MTT-25(1977), 522.
- [9] V.A.Flyagin, et al., IEEE Trans., MTT-25(1977), 514.
- [10] J.M.Wachtel, J.Appl. phys., **50**(1979)1, 49
- [11] R.P.Leavitt, et al., Appl.Phys.Lett., **35**(1979)5, 363.
- [12] H.Dekker, Phys.Lett., **59A**(1976)5, 369.
- [13] J.E.Walsh, et al., The Physics of Fluids, **20**(1977)4, 709.
- [14] F.A.Hopf, et al., Opt. commun., **18**(1976), 413.
- [15] F.A.Hopf et al., Phys.Rev.Lett., **37**(1976)20, 1342.
- [16] W.B.Colson, Phys.Lett., **59A**(1976)3, 187.

- [17] W.B.Colson, Phys.Lett., **64A**(1977), 190.
- [18] N.M.Kroll, Phys. Rev., **A17**(1978), 300.
- [19] J.M.Dawson, Rev. Mod. Phys., **55**(1983)2, 403.
- [20] P.L.Kapitza, P.A.Dirac, Proc. Cambr. Phil. Soc., **29**(1932), 297.
- [21] H.Scharz, Phys.Lett., **43A**(1973)5, 457.
- [22] C.Pellegrini, IEEE Trans., NS-**26**(1979), 3791.
- [23] D.Spragle, et al., Phys. Rev., **A12**(1975), 1697.
- [24] M.A.Kumakhov, Phys.Lett. ,**57A**(1976)1, 17.
- [25] D.B.McDermott, et al., Phys.Rev.Lett., **41**(1978)11, 1368.
- [26] H.Bochmer, et al., Phys.Rev.Lett., **48**(1982), 141.
- [27] R.K.Parker, et al., Phys.Rev.Lett., **48**(1982), 238.
- [28] L.R.Elias, et al., Phys. Rev.Lett., **42**(1979), 977.
- [29] T.I.Smith, et al., J.Appl.Phys., **50**(1979), 4580.
- [30] 王之江, 光学学报, **2**(1982)1, 1
- [31] P.Dobiasch, et al., IEEE Trans., QE-**19**(1983)12, 1812.

Free Electron Lasers (FEL)

Lan Maqun Chang Wenwei

Abstract

This article is a comprehensive report about Free Electron Lasers (FEL). An argumentation on physical fundamental, progressing situations, and working features of FEL is presented, and many fields in which FEL can probably be used are mentioned as well.