

自由电子受激辐射

尹元昭

(中国科学院电子学研究所)

一、引言

高功率短波长和波长连续可调高功率激光器一直是激光研究的两个主要方向,自由电子受激辐射正是这样一种新途径。原则上,它可以实现从毫米波到 X 波段直至 γ 激光的波长可连续调谐的大功率激光器,因此,已引起人们的普遍重视。

利用自由电子受激辐射制成的激光器叫自由电子激光器。其物理基础就是光子与电子的相互作用。但从相互作用过程中要满足能量守恒与动量守恒可知:一个自由电子不能吸收或发射一个光子,而只能散射光子,这是一种自发辐射,并不能产生激光束。要使自由电子与光子相互作用产生激光,必须在某种条件下实现受激辐射。所谓自由电子其实在与光子相互作用时并非严格自由的,但它和普通的基于束缚在原子、分子或离子上的电子的振-转能级或电子能级之间的跃迁的激光器相比,把这类电子束产生受激辐射的器件叫做自由电子激光器是合适的。

自由电子受激辐射的设想是在 50 年代初期^[1]提出的,直到 1974 年才首次在毫米波段实现了受激辐射^[2],1977 年又在红外波段实现了受激辐射^[3],从而大大推动了对自由电子受激辐射的研究。当然这是一个新颖和困难的课题,无论在理论上和实验上都很不成熟,需要进一步探讨。

本文简要地讨论自由电子产生受激辐射

的几种主要原理,介绍相应的实验器件,并指出自由电子受激辐射的发展方向与应用前景。

二、相对论镜子的作用^[5]

设有一面完全理想的镜子以相对论速度 v 沿实验室坐标系 s 的 z 轴方向运动,与入射电磁波对头相碰。设入射电磁波和反射电磁波的频率与波矢分别是 ω_i, k_i 和 ω_r, k_r ,按洛仑兹变换公式在电子静止坐标系 s' 中(相应的量都加上一撇表示)有(图 1)

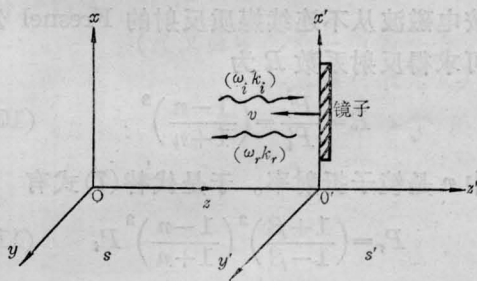


图 1

$$\omega'_i = r(\omega_i + vk_i) = r(1 + \beta)\omega_i \quad (1)$$

$$\omega'_r = r(\omega_r - vk_r) = r(1 - \beta)\omega_r \quad (2)$$

显然有 $\omega'_i = \omega'_r$, 所以得

$$\omega_r = \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right)\omega_i \approx 4r^2\omega_i \quad (3)$$

其中

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad r = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4)$$

收稿日期: 1978 年 10 月 24 日。

可见对头相碰实现了频率的上变换。再根据电磁场的变换关系可以求得入射与反射电磁波的功率在二个坐标系之间的关系:

$$P_r = \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) P_r', \quad P_i = \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) P_i' \quad (5)$$

即得

$$\frac{P_r}{P_i} = \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)^2 \frac{P_r'}{P_i'} \quad (6)$$

对于完全理想的镜子 $P_r' = P_i'$, 则

$$P_r = \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)^2 P_i \approx (2r)^4 P_i \quad (7)$$

可见电磁波的功率经对头碰后也得到了放大。

对于入射电磁波方向与镜子运动方向相同即所谓平行碰情形, 只要将上述公式中的 β 用 $-\beta$ 代之即可, 于是有

$$\omega_r = \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) \omega_r = \frac{1}{4r^2} \omega_i \quad (8)$$

$$P_r = \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^2 P_i = \frac{1}{(2r)^4} P_i \quad (9)$$

可见平行碰实现了频率的下变换但反射波功率大大减少, 因而实用化是困难的。

如果镜子不是理想的, 在电子静止坐标中按电磁波从不连续媒质反射的 Fresnel 公式可求得反射系数 R 为

$$R = \frac{P_r'}{P_i'} = \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2 \quad (10)$$

其中 n 是镜子折射率。于是代替(7)式有

$$P_r = \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)^2 \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2 P_i \quad (11)$$

由此可见问题归结为如何在实验上实现这个相对论镜子的问题。

一个沿轴向磁场运动的相对论强流电子束可看成是这样一面镜子, 在电子静止坐标中其折射率为

$$n = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{Be})} \quad (12)$$

其中 ω_{pe} 是电子等离子体振荡频率, ω_{Be} 是电子在轴向磁场 B 中的回旋频率。

$$\omega_{pe} = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \quad (13)$$

$$\omega_{Be} = \frac{B_e}{m_e C} \quad (14)$$

其中 n_e , m_e 是电子密度和质量, e 是电子电荷。

如 $\omega = \omega_{Be}$ 即在电子静止坐标中波的频率 ω 等于电子回旋频率, 则 $n \gg 1$, $R \simeq 1$, 即是理想的镜子。这个条件可写成

$$r(1+\beta)\omega_i = \frac{B_e}{m_e C} \quad (15)$$

或

$$\omega_i = 1.77 \times 10^7 B \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}, \quad B \sim \text{高斯} \quad (16)$$

一个实验证明是美国海军研究实验室在 1976 年公布的结果(图 2)^[5]。用一电压为 900 千电子伏的无膜二极管, 电压上升时间 13 毫微秒, 电流上升时间 9 毫微秒, 在脉宽 ~ 50 毫微秒内接近平顶, 总电流 ~ 2 千安, 电子束成环形, 外径 $\sim \phi 11$ 毫米, 壁厚 2 毫米。磁控管微波源产生 3.2 厘米、脉宽 ~ 0.5 微秒、功率 170 千瓦的入射电磁波, 测得反射电磁波长 ~ 8 毫米, 相应的 $\beta \simeq 0.6$, 电子束能量 ~ 150 千电子伏。电流 330 安, 脉宽数毫微秒, 非常小于电子束脉宽, 这表明是表面作用而不是体积作用, 如是体积作用, 频率变换应对应 900 千电子伏, 输出电磁波脉宽应与电子束脉宽大致相同。又输出功率 300 千瓦, 对应 $R \simeq 6\%$, 这是因为先发射的电子被后发射的电子所驱赶而形成一电子束非理想的前表面, 它存在能量梯度, 因此相当于有大的吸收。直流磁场有一最佳值约在 5 千高

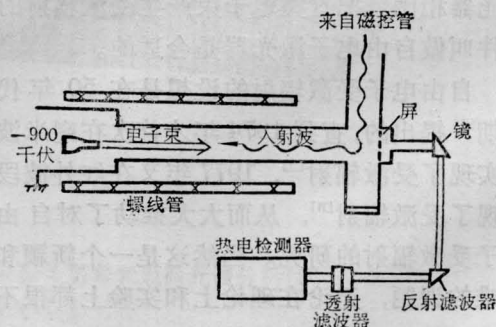


图 2

斯左右。类似的实验还可见[6],但在那里相对论电子束既用来激起入射的电磁波又用来作为相对论镜子,显然不利于使实验条件最佳化。

三、受激康普顿辐射和康普顿激光器

当光子与高能电子相碰时(图3),可按能量守恒和动量守恒列出下列三个方程:

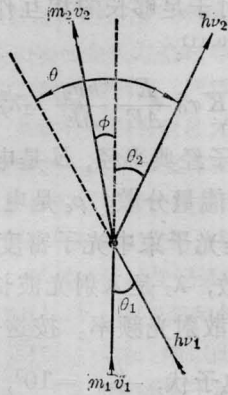


图 3

$$hv_1 + m_1c^2 = hv_2 + m_2c^2 \quad (18)$$

$$m_1v_1 + \frac{hv_1}{c} \cos \theta_1 = m_2v_2 \cos \phi + \frac{hv_2}{c} \cos \theta_2 \quad (19)$$

$$\frac{hv_1}{c} \sin \theta_1 = m_2v_2 \sin \phi - \frac{hv_2}{c} \sin \theta_2 \quad (20)$$

经过简单运算可得

$$\nu_2 = \nu_1 \frac{m_1c^2 - cm_1v_1 \cos \theta_1}{m_1c^2 + hv_1(1 - \cos \theta) - cmv_1 \cos \theta_2} \quad (21)$$

当电子是静止时, $m_1v_1=0$, 有

$$\nu_2 = \nu_1 \frac{1}{1 + \frac{hv_1}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (22)$$

这就是光子被静止电子散射后频率变低的康普顿—吴有训效应。

当入射光子与电子方向相反(对头碰)而

散射光子,在入射电子方向(反向散射)时散射光子能量最大。从(21)式令 $\theta_1=\pi$, $\theta_2=0$, 得

$$\nu_{2\max} = \nu_1 \frac{1+\beta}{1-\beta} \approx 4r^2\nu_1 \quad (23)$$

这就是频率上变换或称逆康普顿—吴有训效应。

当电子方向与入射光子方向相同(平行碰),而散射光子与入射电子方向相反(反向散射)时散射光子能量最小。从(21)式令 $\theta_1=0$, $\theta_2=\pi$, 得

$$\nu_{2\min} = \nu_1 \frac{1-\beta}{1+\beta} \approx \frac{\nu_1}{4r^2} \quad (24)$$

这就是频率下变换。

然而这些都是自发康普顿散射,虽然频率可移但并非激光。

1933年 Kapitza 与 Dirac^[7] 从理论上预言了受激康普顿散射的存在。如图4所示,设 O 是光源经透镜 D 变成平行光再经全反射镜 C 反射,在 D 与 C 之间形成驻波。 A 是电子源, B 是加速栏片。如无受激康普顿效应存在,则电子束径直到达 E 处,如有受激康普顿效应存在,则有部分电子到达 E' 处。这是因为驻波相当于同一频率的二束行波,每束都引起自发的康普顿散射,一个光束的光子被电子吸收然后向任意方向再发射,而电子受到反冲偏离原来的方向。由于这二束光引起的偏离相互抵消,所以电子方向不变。但若电子从一束光吸收光子,因另一束光的存在而受激地再发射光子,则电子经受的反

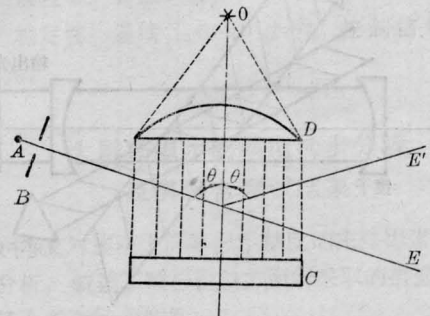


图 4

冲是相加的, 就有一定的几率出现在 E' 处, 这就叫做受激康普顿效应或以其创始人命名叫做 $K-D$ 效应。这个过程当然要服从能量与动量守恒, 又因受激辐射的光子与激起这个过程的光子应有相同的频率与方向, 所以再发射光子与被吸收光子有同一频率但方向相反, 所以在这过程中电子获得的动量为 $2 \frac{h\nu}{c}$, 它与驻波面垂直, 能量交换等于零, 这样电子从驻波面反射的反射角等于入射角。设电子的德布洛意波长为 λ_e , 驻波频率为 ν , 波长为 λ , 则有

$$2 \frac{h\nu}{c} = 2 \frac{h}{\lambda_e} \cos \theta$$

或

$$\lambda_e = \lambda \cos \theta$$

这正是晶格常数为 $\frac{\lambda}{2}$ 的布拉格定律。理论计算表明这种受激康普顿散射的截面是非常小的, 只有激光出现后, 有了强光源才得到了实验证明^[8]。这里还要说明的是 $K-D$ 效应仅是电子被光驻波的布拉格散射, 仅有动量交换而无能量交换, 而受激康普顿效应是一个更广泛的概念, 它包括 $K-D$ 效应, 也包括更重要的有能量交换的情形。

利用受激康普顿效应制成的激光器就叫做康普顿激光器。一个简单的设想可用图 5 表示^[9]。

电子束与频率为 ν_p 的泵浦激光束相碰产生受激辐射, 其频率为 ν_s , 在谐振腔中来回

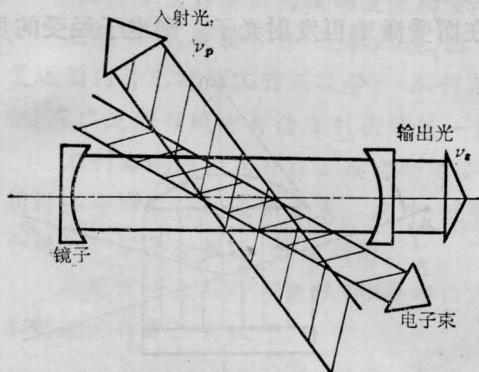


图 5

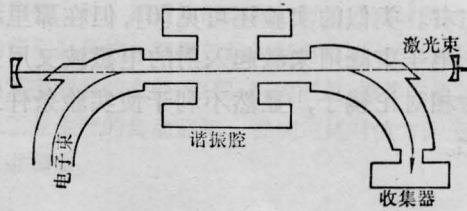


图 6

振荡引起受激康普顿辐射, 一部分输出腔外。在微波波段可用微波谐振腔输入泵浦波, 一个实验设想如图 6^[10]:

有不少理论工作者计算康普顿激光器的增益^[9~12], 对于足够长的相互作用区, 上变换的增益是^[10, 11]:

$$\alpha = K r_0^2 \frac{E}{\Delta E} \frac{h\nu_2}{\Delta E} \lambda_1 \lambda_2^2 \rho_e \rho_f$$

其中 r_0 是电子经典半径, E 是电子束能量, ΔE 是电子束能量分散, ρ_e 是电子束中的电子密度, ρ_f 是光子束中光子密度, K 是数量级为 1 的系数, λ_1 是入射光波长, λ_2 是散射光波长, ν_2 是散射光频率。按这个公式计算, 当 $E=2$ 兆电子伏, $\frac{E}{\Delta E} = 10^5$, $j_e = 10^5$ 安/厘米², 相应 $\rho_e = 2 \times 10^{13}$ 厘米⁻³, $\lambda_1 = 1.06$ 微米, $\rho_f = 1.8 \times 10^{22}$ 厘米⁻³, 得到 $\lambda_2 = 166$ 埃, $\alpha = 2.2$ 厘米⁻¹。

后来有人指出如受激康普顿过程在轴向磁场中进行, 并使电子在磁场中的回旋频率

表 1 脉冲工作典型参量

入射波长 λ_1 (厘米)	5	5
出射波长 λ_2 (微米)	~200	~2000
入射微波功率(脉冲) (兆瓦/厘米 ²)	12	1.2
相互作用区长(厘米)	100	100
电子束电流(安培)	400	100
电子束截面(厘米 ²)	1	1
总电子束能量 E (兆电子伏)	4(动能 3.5)	1.2(动能 0.7)
电子束持续时间	300 毫微秒	1 微秒
谐振磁场 B (高斯)	~35500	11000
对磁场均匀性要求	≤1%	≤1%
增益(厘米 ⁻¹)	~5	~3
在 λ_2 波长输出之能量(焦耳)	5	1
电子束能量分辨率 $\frac{E}{\Delta E}$	~35	~35

等于电子静止坐标中的入射光子频率, 则增益可大大增加, 这称为磁谐振受激康普顿散射^[12]。虽然理论计算的结果(见表 1)是乐观的, 但是迄今还未看到成功的实验结果。

四、受激韧致辐射和磁韧致激光器

美国加利福尼亚大学以 Madey 为首的一个小组研制成功的自由电子激光器就是一种磁韧致激光器。设高能电子沿 z 轴进入横向周期静磁场中, 因磁场作用, 轨迹发生偏转, 产生韧致辐射(图 7)。为了计算增益采用了所谓虚光子的办法。先在电子静止坐标中进行计算, 这时周期静磁场相当于入射到静止电子上的虚光子(真实光子的静止质量为零, 而虚光子静止质量不为零), 问题就归结为受激康普顿散射, 可利用现成的结果, 然后再变回到实验室坐标, 从而简化了计算。其主要结果是^[13-14]:

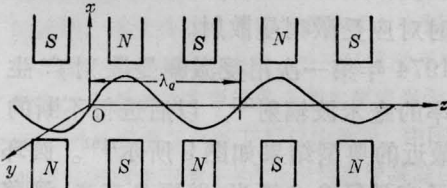


图 7

最大理论增益

$$G = \frac{20 \lg e}{\pi} \left(\frac{1}{e\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r_0^2}{mc^2} \right) \times \lambda^{3/2} \lambda_q^{3/2} B^2 \rho_e \left(\frac{\Delta\nu}{\nu} \right)^{-2} F_f \text{ 分贝} \cdot \text{米}^{-1} \quad (25)$$

辐射波长

$$\lambda = \frac{\lambda_q}{2r^2} \left[1 + \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda_q^2 r_0}{mc^2} B^2 \right] \times \left(1 + \frac{h\nu}{r mc^2} \right) \quad (26)$$

相对频宽

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \simeq \frac{\lambda_q}{2L} = \frac{1}{2n} \quad (27)$$

其中 λ_q 是静磁场的周期, F_f 是电子束和辐射场半径之比, 如电子束半径超过辐射场半径则 $F_f=1$, ν 是输出激光辐射的频率, $\Delta\nu$ 是自发辐射线宽, n 是磁场周期数, mc^2 是电子静止能量, L 是相互作用区长度。

从上述公式可见:

(1) 调谐性。因为 $r = \frac{E}{E_0}$, E 是电子能量, $E_0 = mc^2$ 是电子静止能量, 所以 $\lambda \propto \frac{1}{E^2}$, 当改变电子束电压时就可改变激光波长, 这可叫电压调谐。另一方面磁场强度对激光波长也有影响。

(2) 增益随波长 $\frac{3}{2}$ 次方减少, 所以短波长工作要求大大增加电子束电流密度和磁场强度。

(3) 减少相对频宽可提高增益。这要求相互作用区长度 L 大而静磁场周期 λ_q 小。

(4) 虚光子方法适用条件是 $r \gg 1$, 所以要用相对论电子束。

总之, 为了产生短波长, 要求用强流相对论电子束和超导磁场, 以产生足够高的轴向磁场和足够小的磁场周期。静磁场可看成是零频电磁波, 所以这是一个上变换器件。

按照这个原理, Madey 小组在 1976 年第一次实现了激光放大^[14], 在 1977 年第一次实现了激光振荡^[3], 从而大大推动了自由电子激光器的研究。

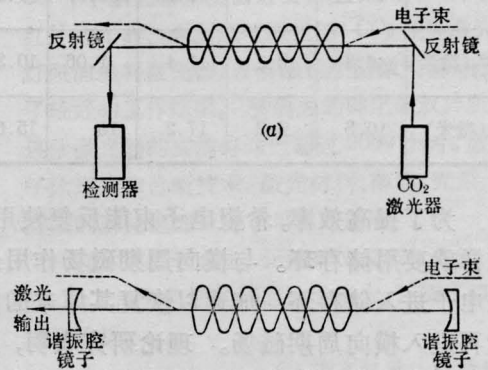


图 8

作为放大器，其实验参数为并排同绕的双螺线管，长5.2米，周期3.2厘米，轴上磁场2.4千高斯，电子束通道直径10.2毫米，电子束能量24兆电子伏，脉冲峰值电流70毫安，对10.6微米的CO₂激光获得每行程7%的增益，而且在功率密度100~1.4×10⁵瓦/厘米²范围内增益与功率密度无关，因此估计可做到10⁵~10⁶瓦的功率输出(图8(a))。

作为振荡器，其磁场情况与放大器相同，但电子束能量为43.5兆电子伏，平均电流130微安，峰值电流2.6安，输出镜透射率1.5%，光腔长12.7米，输出激光波长为3.417微米，平均功率0.36瓦，峰值功率7×10³瓦，电子束能散度<3×10⁻³(图8(b))。他们进一步希望用1安、240兆电子伏的电子束储存环产生100千瓦的可调谐激光器，估计效率可达50%以上。

我们利用(26)式进行计算结果如表2所示，可见与实验结果符合得相当好。因此用18~20兆电子伏就可望在17~15微米范围内实现连续调谐。现因波长增大了4倍，在其他实验参数不变下增益增大了8倍，因此产生16微米的激光应无原则问题。

表2 电子束能量与激光波长的关系

V (伏)	24×10^6	43.5×10^6	18.5×10^6	19.3×10^6	19.5×10^6
r	48.16	86.48	37.35	38.87	39.32
$\frac{\lambda_d}{2r^2}$ (微米)	6.8	2.1	11.4	1.06	10.3
λ (微米)	10.3	3.2	17.2	16	15.6

为了提高效率，希望电子束能反复使用，这样就要用储存环。与横向周期磁场作用过的电子进入储存环，加速以恢复其原来的能量再进入横向周期磁场。理论研究表明，虽然经横向周期磁场作用电子运动状态发生了改变，但与储存环结合是完全可能的^[15]。

四、受激喇曼散射及高功率毫米波的产生

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和密度疏密效应，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，这个过程就叫做受激喇曼散射。它与受激康普顿散射的区别决定于电子束的德拜长度与电磁波的波长之间的关系。电子束的德拜长度 d 为

$$d = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 n_e}}$$

其中 T 是由电子无规运动决定的电子温度， k 是波尔兹曼常数， e 是电子电荷， n_e 是电子密度。若电磁波波长 $\lambda > d$ ，则电子束作为整体与电磁波相互作用就是受激喇曼散射，若 $\lambda < d$ ，则电磁波与单个电子相互作用就是受激康普顿散射。显然当电子束能量高、密度低时对应受激康普顿散射，当电子束能量低、密度高时对应受激喇曼散射。

1974年第一次用受激喇曼散射产生了高功率的毫米波辐射^[2]，以后进行不断的改进，最近的典型结果如图9所示^[16]。圆环空心电子束外径3.6厘米，壁厚2毫米，漂移管内径4.7厘米，螺线管外径15厘米，黄铜板直径30厘米。磁场起波结构是交替放置的铝环与铁环。当电子束通过起波结构后大部分轴向动能变成横向动能，在 L_2 区域中这些横向动能又大部分变为微波辐射(波长约2厘米，功率几百兆瓦)，这部分辐射从黄铜板反射，在 L_1 区域与电子束相互作用产生受激

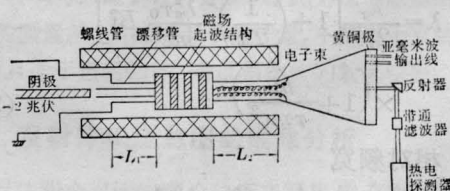


图 9

喇曼散射, 转变成亚毫米波辐射(波长 0.4 毫米, 功率 1 兆瓦)。值得注意的是在受激喇曼散射中, 若电子在轴向磁场中的回旋频率等于入射电磁波在电子静止坐标中的频率, 则输出功率可大为增加, 这叫磁谐振受激喇曼散射。这里电子束起着产生泵浦波与实现受激散射的双重作用, 不利于工作条件最佳化。类似的实验还可见 [17]。美国海军研究实验室最近提出新方案将这双重作用分开, 如图 10 所示^[18], 预期能产生 100 千兆瓦、1 毫米的辐射。

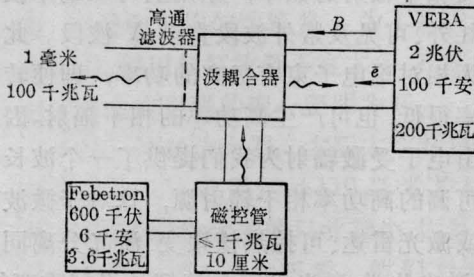


图 10

(Febetron—相对论性电子束发生器)

五、其他的自由电子受激辐射形式

1. 受激韧致辐射与韧致激光器

当高能电子经过原子核周围受到原子核库伦场的作用时, 电子轨迹发生弯曲, 产生辐射, 这就是库伦散射造成的韧致辐射。如同同时有一激光束存在, 就可能引起受激韧致辐射。Marcuse^[19] 计算了这种受激韧致辐射的几率。计算结果表明在电子速度为非相对论情况下, 当电子束的轴与辐射光波的电矢量平行时受激辐射几率最大, 但以此为轴的角度 108° 的锥体内的电子对受激辐射都有贡献, 如图 11 所示。Winterberg^[20] 在 Marcuse 工作的基础上计算了有强激光束存在时电子束与等离子体相互作用产生的受激韧致辐射, 可是没有看到相应的实验结果。

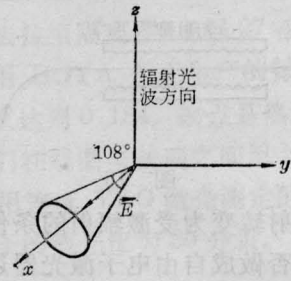


图 11

2. 受激切伦柯夫辐射和切伦柯夫激光器

当电子在媒质中的速度超过光在该媒质中的速度时, 电子会产生辐射, 这种辐射就叫切伦柯夫辐射。用切伦柯夫效应产生毫米波与亚毫米波辐射早就有人提出来了^[21]。但为了有效起见要求电子是群聚的, 因而每个电子产生的辐射相干地迭加; 电子经过媒质时绝大部分能量都用于媒质电离, 为此希望电子穿过媒质中直径为波长数量级的空心通道而不与媒质相触; 希望辐射在谐振腔中进行, 由于腔的选模作用而得到线状谱。这些要求不易实现, 一直未成功。近来由于相对论强流电子束的发展和自由电子受激辐射的推动, 这个问题又重新提了出来^[25]。Walsh^[22] 等人用 10 千安 0.5 兆伏的电子束经过空心圆柱介质负载波导得到中心频率为 60 千赫 (5 毫米) 的 1 兆瓦相干辐射。介质为丙烯树脂, 介电常数为 2.5, 外径 6.8 厘米, 内径 4.4 厘米。实验设备如图 12 所示。

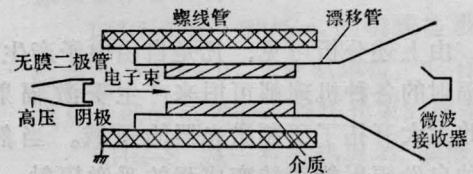


图 12

最近, Gover 和 Yaviv^[23] 提出一种新的结构如图 13 所示。高能电子束紧贴金属衍射栅表面通过, 电子在金属中感生出的象电荷沿栅的锯齿面上下振动地前进, 从而产生电磁辐射。当谐振腔存在时, 就创造了使这

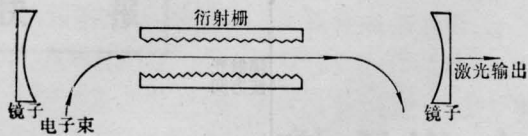


图 13

种自发辐射转变为受激辐射的条件。当然这种设想能否做成自由电子激光器还有待实验证明。

3. 受激电磁冲击辐射

Schneider 和 Spitzer^[24] 从 1974 年起连续发表文章提出一种受激电磁冲击辐射机理, 企图用来产生可调谐的强亚毫米波。这个机理将受激康普顿效应和切伦柯夫效应有机地结合起来, 即入射电子束与电磁波在媒质中相互作用产生康普顿散射, 而电子速度又满足切伦柯夫条件产生切伦柯夫辐射, 由于这二种效应有机地结合, 产生的辐射并非自发辐射而是受激辐射。受激辐射频率在入射电磁波与电子束对头碰时可实现上频移, 平行碰时可实现下频移。如用微波与电子束对头碰经上频移可得亚毫米波激光; 如用 CO₂ 激光与电子平行碰经下频移就可得 16 微米激光。在下频移时电子束不必是相对论的。这类媒质可以是气体, 改变气体密度可调节折射率, 也可在慢波系统中进行。但也未看到有关的实验结果。

六、讨 论

由上述分析可见, 凡是自由电子产生自发辐射的各种机理都可用来产生受激辐射, 因此大大开拓了研制激光器的领域。当然, 某种自发辐射能否转变成强的受激辐射, 有无实用价值, 决定于受激辐射几率或增益, 增益饱和及振荡阈值等重要参量的大小。因此计算这些参量并确定影响各种参量的基本因素就是自由电子受激辐射理论研究的重要课题之一。目前已有一些经典理论^[26]、半经典理论^[27] 和量子理论^[13, 14], 由于实验数据不

多, 要定量比较这些理论是困难的。此外这些理论还不能象普通激光器理论那样提供一个清晰的物理图象, 因此进一步发展这些理论并用实验来验证这些理论是十分迫切的。又因现有的理论都没有涉及自由电子在空间不同点、不同时刻产生的受激辐射的相位问题, 即没有论证自由电子辐射的相干性问题, 而与普通激光器相比, 这个问题显得更为重要, 也更难解决。

自由电子受激辐射最吸引人的特征就是可实现电压调谐, 即改变电子束的能量就可改变相干辐射的频率, 原则上可从毫米波段经红外、可见及紫外波段直至 X 波段。此外因为相对论电子束有极高的功率, 即便转换效率很低, 也可产生高功率的相干辐射。因此自由电子受激辐射为我们提供了一个波长连续可调的高功率相干辐射源, 这对于微波雷达或激光雷达、可控热核聚变、激光分离同位素、激光化学、激光光谱学等都是极其重要的。

从实验技术上说, 自由电子受激辐射如在毫米波段要用微波波导或谐振腔控制相干辐射的模式; 如在红外、可见或紫外波段则要用光学谐振腔, 当波长更短时能否通过超辐射避免制造短波谐振腔的困难而实现 X 激光? 但这不是本质上的差别。它们的共同机理都是自由电子受激辐射, 把现在的产生微波和激光的截然不同的传统方式通过强流相对论电子束技术统一起来, 不能不是电子学的一个重大进展。

自由电子受激辐射理论有许多借助等离子体理论来说明, 使我们联想到等离子体(静止的或相对论运动的)产生受激辐射的可能性。现在已有气体、固体及液体激光器, 可以预言将来一定会出现用物质的第四态制成的激光器即等离子体激光器。

我们还可看到, 在毫米或亚毫米波段, 电子束与电磁波对碰的有泵浦波情形及电子束经过横向周期静磁场的零频泵浦波情形都已实验成功, 但在光波段仅有后一种情形实验

成功,前一种情形还未见实验报导。估计是因为波长变短时要求电子束电流密度和泵浦波强度更高,入射与反射光波在同一轴线上不易区分,光学谐振腔不易配置等困难造成的。我们相信,随着强电子源与强光源的发展以及理论的进一步深化,这方面的实验是会成功的。

参 考 文 献

- [1] H. Motz; *J. Appl. Phys.*, 1951, **22**, No. 5, 527; 1953, **24**, No. 7, 826.
 [2] V. L. Granatstein *et al.*; *IEEE, Trans. Microwave Theory Tech.* 1974, **MTT-22**, 1000.
 [3] D. A. G. Deacon; *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **38**, No. 6, 892.
 [4] K. Landecker; *Phys. Rev.*, 1952, **86**, No. 6, 852.
 [5] V. L. Granatstein *et al.*; *Phys. Rev.*, 1976, **A14**, 1194~1201.
 [6] J. M. Buzzi *et al.*; *IEEE, Trans. Microwave Theory Tech.*, 1977, **MTT-25**, No. 6, 559~560.
 [7] P. L. Kapitza, P. A. M. Dirac; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1932, **29**, 297~300.
 [8] H. Scharz; *Phys. Lett.*, 1973, **43A**, No. 5, 457~458.
 [9] Б. Р. Цикин и др.; *Радиотех. и электрон.*, 1972, **17**, №7, 1433~1438. V. A. Dubrovskii *et al.*; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1975, **5**, No 10, 1248~1253; 1977, **7**, No 7, 832~836.
 [10] R. H. Pantell; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1968, **QE-4**, No. 11, 905.
 [11] V. P. Sukhatme; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44** No. 5, 2331.

(上接第 11 页)

因为这两种介质对 5320 埃的激光有较小的吸收系数,因此不能被有效地共振激发。但肉眼仍能可见共轭反射波。

由以上的讨论,我们可以得出如下结论:为了获得简并的四波混频反射波,可以选用两种类型介质。一种是透明介质,其混频作用是利用介质的非线性特性,因此,克尔非线性大的介质,反射波也强。另一种介质是能被共振激发的介质,这种四波混频作用是实时全息照相过程。因此共振吸收越强,反射波也越强。后一种过程是一种广义的四波混

- [12] V. P. Sukhatme *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1974, **QE-10**, No. 12, 870.
 [13] M. J. Madey; *J. Appl. Phys.*, 1971, **42**, No. 5, 906.
 [14] L. R. Elias; *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **36**, No. 13, 717.
 [15] J. P. Blewett; *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**, No. 7, 2692~2698.
 [16] V. L. Granatstein *et al.*; *Appl. Lett.*, 1977, **30**, No. 8, 384.
 [17] T. C. Marshall *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**, No. 5, 320~322.
 [18] V. L. Granatstein *et al.*; *IEEE, Trans. Microwave Theory Tech.*, 1977, **MTT-25**, No. 6, 545.
 [19] D. Marcuse; *Bell. System Technical. J.*; 1962, **41**, No. 5, 1557~1571.
 [20] F. Winterberg; *JOSA*, 1976, **66**, No. 9, 966~968.
 [21] J. V. Jelly; *Cerenkov Radiation and its Application*, 1958.
 [22] J. E. Walsh *et al.*; *The Physics of Fluids*, 1977, **20**, No. 4, 709~710.
 [23] A. Govtr, A. Yariv; *Physics of Quantum Electronics*, 1978.
 [24] S. Schneider, R. Spitzer; *Nature*, 1974, **250**, No. 5468, 630~645. *IEEE, Trans. Microwave Theory Tech.*, 1977, **MTT-25**, No. 6, 551~556.
 [25] H. Dekker; *Physics Lett.*, 1976, **59A**, No. 5, 369~370.
 [26] F. A. Hopf *et al.*; *Opt. Commun.*, 1976, **13**, 413. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **37**, No. 20, 1342~1345. Abawi *et al.*; *Phys. Rev.*, 1977, **A16**, No. 2, 666~671. A. Hasegawa *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1976, **29**, No. 9, 542~544. T. Kwan *et al.*; *Phys. Fluids*, 1977, **20**, No. 4, 581.
 [27] W. B. Colson; *Phys. Lett.*, 1976, **59A**, No. 3, 187.

频过程。用这种方法可以获得更强的反射波。这就为利用四波混频作用进行信息处理和信息储存开辟了更为广阔的前景。

参 考 文 献

- [1] 吴存恺,杨天龙,舒海珍,王志英;《激光》,1979, **6**, No3, 12.
 [2] A. Yariv; *Opt. Commun.*, 1978, **25**, 23.
 [3] R. M. Hellwarth; *JOSA*, 1977, **67**, 1.
 [4] D. M. Floom, G. C. Bjorlund; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**, 592.
 [5] S. M. Jensen, R. W. Hellwarth; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **32**, 3.