

X 射线激光器的物理问题(续完)

沈 柯

(长春光机学院)

(二)下面我们来讨论不是直接使用原子内壳层电子跃迁的 X 射线激光器方案

1. 激光感生等离子体电子碰撞

使用高功率激光同固体靶子作用,在靶子表面上的激光电场引起的隧道效应使价电子上升到导带,形成固体密度的电子等离子体。这些电子在同原来的靶的内壳层电子相碰撞的间隙时间内,受激光电场作用,而储存能量,形成高能量的电子等离子体,以此来同靶的内壳层电子碰撞,使之完全离化。在此过程中, $2P$ 以上的电子态,在这种高密度的等离子体中,因斯塔克效应而被展宽,并且互相重叠,如同一个带,电子聚集在能量最低的 $2P$ 状态, $1S$ 状态没有被展宽,接近电子的真空。由下面进行的时间过程估计可以看到,所有这些过程都比奥格耳(Auger)跃迁时间短,因此在 $2P-1S$ 之间形成粒子数反转分布^[25]。

我们来估计完成上述过程在时间上的要求。首先估计形成电子等离子体的时间,这是固体中的价电子从价带升到导带的隧道所需要的时间^[26]。

$$t = \left(\frac{2mE_g}{eE} \right)^{1/2} \quad (36)$$

式中 E_g 是禁带宽, E 是外加的激光电场。如果激光功率为 10^{12} 瓦,焦点光斑面积约 30 微

米²,相应的电场强度 $E \sim 10^9$ 伏/厘米,由(36)式,此过程的时间约为 10^{-17} 秒。其次估计电子等离子体储能的时间,在激光电场作用下,电子等离子体的能量为^[27]:

$$\varepsilon = \frac{e^2 E^2}{2m} \omega \quad (37)$$

式中 ω 是激光的圆频率。在上述的激光功率时,此能量约为 10^3 电子伏。通过碰撞,这一能量只能游离低 Z 的 Be 或 C 靶的内壳层电子。碰撞激发的时间,根据碰撞截面和速度估计,约为 10^{-15} 秒。碰撞的间隙时间,大约也如此。再来估计受激辐射时间 t_s ,对于金刚石的 $K\alpha_1$ 谱线,斯塔克展宽 $\Delta\nu_s \sim 10^{15}$ 秒⁻¹,自发辐射时间 $\tau_{自发} \sim 2.5 \times 10^{-12}$ 秒,相应的增益系数 $G \sim 10^4$ 厘米⁻¹,所以 $t_s \sim 3 \times 10^{-15}$ 秒。最后是关于非辐射跃迁时间,根据 X 光的荧光产额估计,对于金刚石,它的奥格耳跃迁时间为 $\sim 10^{-14}$ 秒。

可见,这一切过程的时间,都比奥格耳跃迁时间及自发辐射时间短。

最后,我们来估计激发功率,它显然是

$$P = \left(\frac{\Delta N \Delta V}{\tau_{奥}} \right) \hbar \omega \quad (38)$$

如果取 $\hbar\omega = 360$ 电子伏,激活体积 $\Delta V \sim 3 \times 10^{-10}$ 厘米³,粒子数反转密度 $\Delta N \sim 10^{22}$ 厘米⁻³,则由(38)式, $P \sim 10^{11}$ 瓦。激发用的功率密度 $P/\Delta V \sim 10^{20}$ 瓦/厘米³。目前看来,只

有功率钨玻璃激光器能达到这一要求。

在等离子体电子碰撞复合过程中, 形成粒子数反转, 在光波段中是已知的^[28]。

2. 原子—离子共振电荷交换

第一种方案: 使用目前能够得到的高功率激光, 形成游离度很高(例如 $Z \sim 10$)的、粒子数密度很大的离子等离子体。当这样形成的以速度 v 运动的等离子体飞散时, 等离子体密度不断地减少, 碰撞几率 $N_e \langle v \sigma_n^i \rangle$ 、 $N_e \langle v \sigma_{n,n'} \rangle$ 被减少, 此处 σ_n^i 和 $\sigma_{n,n'}$ 分别是能级 n 的游离截面和从能级 $n \rightarrow n'$ 的跃迁截面, N_e 为电子浓度。而能级 n 的辐射跃迁几率 $A_n \propto n^{-4.5}$, n 为主量子数。所以从电子浓度达到某临界值 $(N_e)_c$ 起, 对于所有的 $n \leq n_c$ 能级, 它们的寿命只取决于辐射过程, 即

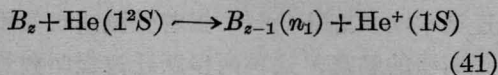
$$\begin{aligned} A_n &> (N_e)_c \langle v \sigma_n^i \rangle \\ A_n &> (N_e)_c \langle v \sigma_{n,n'} \rangle \end{aligned} \quad (39)$$

可以期望在一系列的 $n \rightarrow n'$ 跃迁上, 形成粒子数反转分布。

可以使用等离子体向中性气体膨胀过程中产生的准共振电荷交换, 在离子的某一能级 n_1 上择优地形成很大的浓度。电荷交换过程, 通常是在满足下式的能级 n_1 上择优地进行:

$$\frac{R_y Z^2}{n_1^2} \geq I \quad (40)$$

式中 $R_y = 13.6$ 电子伏, I 是离子的游离势。例如, 由被激光全电离的电荷为 Z 的离子, 在向中性氦原子气体膨胀过程中进行电荷交换, 形成电荷为 $(Z-1)$ 的受激离子:



使受激离子 B_{z-1} 进入 n_1 能级。

电荷转移截面为^[4]:

$$\sigma \sim 10^{-16} Z^2 \text{ 厘米}^2 \quad (42)$$

此激发截面是目前所提出的各种激发机构中较大的^[29]。

对于过程(41), 能级 n_1 激发的速率为

$$q_1 = N_i N_0 \langle v \sigma \rangle$$

式中 N_0 是中性气体密度, N_i 是离子数密度。若 $n_1 \leq n_c$, 则所有的 $n \leq n_1$ 能级, 只是由于辐射跃迁而聚集粒子数 N_n , 用西顿(Seaton)的级连矩阵 $C_{n,n}$ ^[30], 可将其表示为

$$N_n = q_1 C_{n,n} / A_n$$

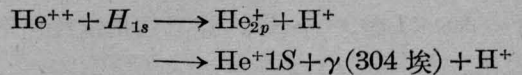
所以增益系数为

$$G = \frac{\lambda^3}{8\pi} N_i N_0 \sigma \alpha_{nn'} \quad (43)$$

$$\alpha_{nn'} = n^2 A_{nn'} [C_{n,n} / n^2 A_n - C_{n,n'} / n'^2 A_{n'}]$$

对于类氢离子的跃迁, 如取 $N_0 = 10^{18}$ 厘米⁻³, $N_i = 10^{17}$ 厘米⁻³, 对于在 $n_1 = 5$, $Z = 10$ 的 $n = 5 \rightarrow n' = 3$ 的跃迁 ($\lambda \sim 100$ 埃), 可以计算出 $G > 20$ 厘米⁻¹。

第二种方案: 使用一束聚焦的准直离子射束, 进入靶区。在电荷交换过程中, 离子或原子的外壳层电子选择地进入激发态^[31]。例如



这是因为 He^{++} 进入 $2P$ 状态的截面 $\sigma_{2p} \sim 10^{-15}$ 厘米² 大于 $\sigma_{1s} \sim 10^{-17}$ 厘米²。又因为 He_{2p}^+ 的自发衰减寿命较短, 约 10^{-10} 秒, 所以反转的离子, 必须以光速沿着激射方向掠过, 在实验上, 这可以有几种方式^[32]。

可以这样设计系统, 使离子进入靶区以前, 其多普勒展宽同均匀展宽相比可忽略。然而, 对于固体靶, 在箔中离子—离子散射引起离子射束中的诸离子在速度上的分裂, 造成多普勒加宽, 估计 $\Delta\omega_D \sim 10^{12}$ 秒⁻¹。对于气体靶, 要考虑由于电荷交换碰撞引起的多普勒加宽, 估计 $\Delta\omega_D \sim 10^{10}$ 秒⁻¹^[32]。

对于固体靶, 线性增益为

$$G_m = \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \lambda^2 \frac{\Delta\omega_s i \Delta P}{\Delta\omega_D v_0 \Delta x \Delta y} - 2\kappa \right] l \quad (44)$$

对于气体靶,

$$\begin{aligned} G_{gt} = \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \lambda^2 \frac{\Delta\omega_s i \Delta P}{\Delta\omega_D v_0 \Delta x \Delta y} \right. \\ \left. \cdot e^{\beta^2} (1 + \text{erf} \cdot \beta) - 2\kappa \right] l \end{aligned} \quad (45)$$

式中

$$\beta = \frac{(\ln 2)^{1/2}(\gamma_a - \gamma_b)}{\Delta\omega_D}$$

$\Delta\omega_s \sim 10^{10}$ 秒⁻¹ 是辐射宽度, i 是离子流, ΔP 是产生的过剩的 $2P$ 状态 He^+ 离子小数部分, Δx 和 Δy 分别是在 x 和 y 方向上的激发离子束宽度, v_0 是离子束的纵向速度。 γ_a 和 γ_b 分别代表能级 a 和 b 的衰减速率。 损耗 $\kappa = \sigma_a N_j$ 。 对于 $\lambda = 300$ 埃的 X 射线, 在氢中的吸收截面 $\sigma_a \sim 2.78 \times 10^{-19}$ 厘米², 对于气体靶, 密度为 5×10^{16} 厘米⁻³, 所以 $\kappa \sim 1.39 \times 10^{-2}$ 厘米⁻¹。

我们来估计增益, 对于 He^+ 的 $2P-1S$ 跃迁, $\lambda = 3 \times 10^{-6}$ 厘米, 对于固体靶, 如厚为 25 埃, $\Delta P = 0.1$, $\Delta x = 5.5 \times 10^{-3}$ 厘米, $\Delta y = 10^{-2}$ 厘米, $v_0 = 9.8 \times 10^7$ 厘米/秒, $i = 30$ 安, $l = 10$ 厘米, 得到 $G = 1.1$ 。 对于气体靶, $\Delta P \sim 0.05$, $\gamma_{ab}/\Delta\omega_b \ll 1$ 时, $G \sim 47$ 。 这已超出线性理论范围。

对于 X 射线激光器得出的具体的增益公式(44)和(45)式以及同增益有关的具体的阈值条件(35)式, 都是对于稳态情形。 事实上, 由于 X 射线放大器存在着有限的放大带宽和快速的原子衰减, 产生所谓的激光“昏暗”(Lethargy)效应, 它将使估计的增益降低^[33]。

第三种方案: 在使用上述的电荷转移方案时, 遇到的困难是随着施主(原子)和受主(离子)能量状态之间的失匹配, 而使转移截面明显地减少。 然而, 人们已知, 在强的光场中非共振碰撞激发转移截面得到颇大的增长。 所以提出光子联合电荷转移泵浦方案^[34]。 例如, 对于 $\text{H}^+ + \text{Cs} \rightarrow \text{H}(2P) + \text{Cs}^+$ 过程, 有 0.49 电子伏的失匹配。 当外加 10^{10} 瓦/厘米² 光场时, 可以有 2×10^{-15} 厘米² 的转移截面。

3. 使用离子亚稳态的两步激发

使用离子亚稳态, 激发过程分两步进行。 第一步是形成亚稳态的离子, 第二步是使这

样的离子的外层电子进入激发态或中间能级。 讨论的例子目前主要集中在 Li 离子上, 因为它不存在奥格尔效应。

第一种方案: 最初的设想是先使 Li 原子变成处于亚稳的 $1S2S$ 状态的离子, 在 $2P$ 状态的寿命时间内加上一个波长相当的触发光脉冲, 使 $2S$ 状态的电子激发到 $2P$ 状态。 在 $2P-1S$ 之间形成粒子数反转。

在合适的离子数密度时, Li^+ 的亚稳能级 $2S$ 寿命 ~ 500 微秒, $2P$ 能级寿命 $\sim 3.9 \times 10^{-11}$ 秒。 $2S \rightarrow 2P$ 跃迁的波长 $\lambda = 9562.2$ 埃, 吸收截面为 7.3×10^{-14} 厘米²。

采用有腔结构, 阈值条件为

$$N(2P) - \frac{g_{2p}}{g_{1s}} N(1S) \geq \frac{18.4}{\lambda^2 L} \cdot \frac{\Delta\nu}{A_{2p1s}} \ln \frac{1}{R} \quad (46)$$

式中 R 为腔的反射率, 如果运动的离子束的速度扩展很小, 以致于可认为 $\Delta\nu$ 为自然宽度。 如取 $g_{2p} = g_{1s} = 1$, 腔长 $L = 1$ 米, $\lambda = 200$ 埃, $R = 1 \sim 10\%$, 则由(46)式得到, $N(2P) - N(1S) \geq (1.5 \sim 3) \times 10^{11}$ 厘米⁻³。 这个阈值是较低的^[35]。

第二种方案: 用 CO_2 激光产生的等离子体作初始的泵浦源, 由它发出的非相干软 X 光, 选择的光游离 Li 原子的 K 壳层电子, 产生 $1s2s$ 状态的亚稳离子。 此时将可调谐染料激光器调谐到 Li^+ 的 $1s2s^1S \rightarrow 1s2s^1P$ 跃迁波长, 在预定的时间, 将染料激光脉冲输入到亚稳的 Li^+ 离子。 这可以发生两种不同的物理过程, 其一是离子吸收染料激光光子, 跃迁到中间状态 $1s2p^1P$, 接着受激或自发辐射到离子的基态, 这种两步跃迁过程叫做热荧光(HL)^[36]。 其二, 也可以发生在 $\lambda = 199$ 埃谱线上的受激双光子跃迁共振喇曼反斯托克斯发射, 如图 7 所示。 使用这后一种机理的 X 射线激光器, 它的最大增益为^[37]:

$$G_{RR}|_{\max} = \frac{9\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{n_{m0}A}{2V_p} \exp\left(-\frac{\pi A}{4V_p}\right) \quad (47)$$

式中 n_{m0} 是在染料激光器调谐时的处于离子

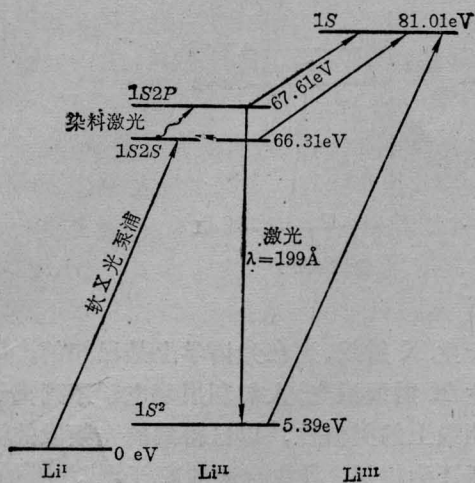


图 7

的亚稳能级上的粒子数密度, A 是中间能级 $1s2p$ 的自发辐射速率, $V_p = \mu_{21} E_{p0} / 2\hbar$, μ_{21} 是 $1s2p-1s2s$ 跃迁的偶极矩阵元素, E_{p0} 是染料激光器的激光电场。当染料激光强度 $\sim 1.5 \times 10^5$ 瓦/厘米², $V_p \sim 1.1 \times 10^{11}$ 秒⁻¹, 在 $1s2s^1S$ 状态的初始粒子数密度 $\sim 1.8 \times 10^{13}$ 厘米⁻³ 时, 由 (47) 式得到 $G_{RR} |_{\max} \sim 10$ 厘米⁻¹。

将此处的受激喇曼散射截面 $\sigma_{RR} (=G_{RR} / n_{m0})$ 同从 $1s2p^1P$ 能级产生的一般受激辐射截面 σ_s 比较一下, 是有趣的。由 (47) 式,

$$\frac{\sigma_{RR}}{\sigma_s} \approx 36 \left(\frac{\Delta\nu}{2V_p} \right) \exp\left(-\frac{\pi A}{4V_p}\right) \quad (48)$$

式中 $\Delta\nu$ 是在激光波长上跃迁的频宽, 对于 $\Delta\nu / 2V_p \sim 1$, $V_p \gg A$, 看出, 受激共振喇曼散射截面明显地大于由中间能级发生的一般受激辐射截面。

分析表明^[37], 为了使 95% 以上的 Li 原子进入亚稳态 $1s2s$, 在最佳的初始的 Li 原子密度 10^{14} 厘米⁻³ 时, 要求上升时间为 1 毫微秒, 功率密度为 2.9×10^9 瓦/厘米² 的泵浦 X 射线流, 即可以用中等强度的软 X 射线流。要求染料激光的脉宽为 ~ 400 微微秒, 对于 0.5×0.5 厘米² 的工作物质截面, 染料激光总能量应为 15 微焦耳。

要注意的是 Li^+ 的 $1s2p$ 亚稳态寿命, 主

要取决于 $1s2s$ 和 $1s2s$ 状态的电子混合速率, 因此状态的亚稳程度同初始的 Li 原子密度有密切关系。

此外, 还可以使用类氢离子 O^{+7} 的亚稳能级 $2s$, 在高功率钽玻璃激光作用下, 通过双光子跃迁得到 X 射线激光^[38]。

4. 光共振激发

一般要求在激光等离子体中存在两种样品, 它们具有重迭的强的谱线。其中一种样品作为源离子, 它发射出的 X 射线共振的激发工作离子, 形成粒子数反转。

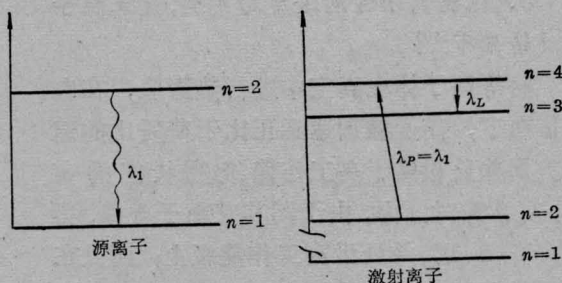


图 8

一种安排是如图 8 所示的两步过程。先将工作离子从基态 ($n=1$) 转移到第一个激发态 ($n=2$), 然后由源离子发出的 X 射线共振激发, 使它进入高工作能级 ($n=4$), 在 $n=4 \sim n=3$ 之间形成粒子数反转。另一种安排是如果源离子发出两种波长的 X 射线, 其中之一, 可通过“滤过”离子将 λ_1 的 X 射线过滤掉, λ_2 的 X 射线被用以共振激发工作离子, 如图 10 所示。

前一种安排的具体例子: 以源离子和激光离子元素均匀混合物作靶 (例如 C 和 Mg), 在钽玻璃激光照射下, 形成等离子体。在此等离子体中, CVI 作为源离子, 发出 33.376 埃 X 射线, 共振激发 MgIII 离子, 在 $n=4 \sim n=3$ 状态之间形成粒子数反转, 给出 $\lambda_L = 130$ 埃的 X 射线激光。经分析^[39], 激发用的 X 射线脉冲宽度应为 10^{-10} 秒, 能量为 $\sim 10^{-2}$ 焦耳。对于第二种安排, 也可以找到匹配的离子, 例如用 NaIX 的 $4s-2p$ 跃迁 ($\lambda_F =$

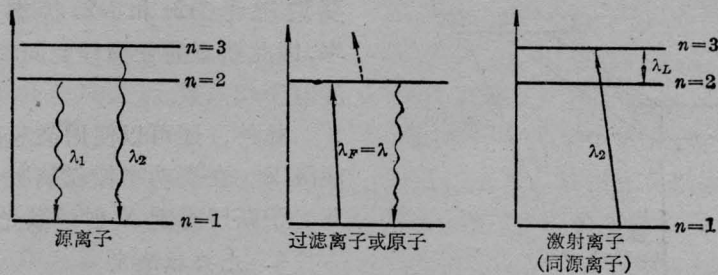


图 9

60.375 埃) 作为 BIV 的 $2p-1s$ 跃迁 ($\lambda_1 = 60.314$ 埃) 的滤过器, 给出 $\lambda_L = 416$ 埃的激光。

5. 根据离子运动速度的差别, 建立粒子数反转分布^[40]

将等离子体在真空中进行热膨胀, 在电场作用下, 离子被加速到正比于荷质比的速度。那些处在高于高工作能级的状态的离子, 在弛豫时间内, 由于同其它离子碰撞, 得到 v' 的速度, 并处于高工作能级上; 而处在低工作能级上的离子仍然保持着它们固有的运动速度 v 。当自发辐射的衰减速率大于碰撞速率时, 高工作能级的消激发是慢的。所以, 在高工作能级的弛豫时间 t_a 内, 在空间里存在着一个厚为 $l = (v' - v)t_a$ 的“反转套子”。对于 $Z \leq 4$ 的离子, $t_a \sim 10^{-9}$ 秒, 在离子速度 $\geq 10^8$ 厘米/秒的等离子体中, $l > 1$ 厘米。

对于多普勒展宽, 以及终端反射镜反射率 $R=0$ 的超辐射情形, 阈值条件可表示为

$$L \left(N_u \frac{g_l}{g_u} - N_l \right) = \frac{8\pi \Delta\nu_D \tau}{(\pi \ln 2)^{1/2} \lambda^2 \phi} \quad (49)$$

式中 ϕ 是分支比, τ 是在激光跃迁上的平均辐射寿命。当 $\lambda = 10^{-5}$ 厘米, $\tau = 10^{-9}$ 秒, $\Delta\nu_D = 10^9$ 赫, $L = 1$ 厘米, $\phi = 0.5$ 时, 由 (49) 式得到粒子数反转密度 $\geq 2.3 \times 10^{12}$ 厘米⁻³。

可能的跃迁有: C^{3+} 的 $2s2p^3P^0-2s3d^3D$ ($\lambda = 459.5$ 埃) 和 C^{4+} 的 $2s^2S-4p^2P^0$ ($\lambda = 244.9$ 埃) 等。

6. 等电子序列离子能级之间的跃迁

等电子序列离子的外层电子能级跃迁可

以产生 X 射线, 这在光谱学上是已知的。欲产生 X 射线激光, 人们利用等电子序列离子在能级上的类似性, 以已得到的光频段的激光跃迁为根据, 寻找合适的离子^[41]。例如, Ne^{3+} 离子已观察到 2358 埃的激光, 相应的跃迁为 $3p-3s$, $3p$ 能级比 $3s$ 能级寿命约长 20 倍。以此为根据, 相应的等电子序列离子 U^{55+} 的 $3p-3s$ 跃迁, 应能给出 11 埃的 X 激光, 并且它的高工作能级 $3p$ 的寿命照样比 $3s$ 长 20 倍。

一些已在光频段观察到激光作用的离子的跃迁有:

$$np \rightarrow ns; (n+1)s \rightarrow np; (n+1)p \rightarrow nd$$

等, 都可以作为寻找合适的等电子序列离子的根据。一定电离度的离子的形成, 可以使用高功率激光对中性原子进行剥离得到。

上述这些方案当然不是迄今为止人们所提出的全部, 此外, 如使用受激康普顿—吴有训散射产生 X 射线激光, 以及使用非线性光学的高次谐波技术得到相干的 X 射线等等, 都有过具体的估计。这些方案的绝大多数, 虽然有待今后付诸于实现, 但是通过这些讨论, 对 X 射线激光器的可能的机理, 越来越清晰了。新的方案正在不断涌现。

三、基础实验

关于 X 射线激光的实验工作, 是从七十年代开始的, 在这短短的五、六年时间里, 人们从不同的方面, 试图在实验上观察到受激发射的 X 射线。这里列举几个引人注意的

实验。

1. 1972年克普鲁斯 (Kepros) 等人公布了关于 X 激光器的实验结果^[42]。他们使用输出功率为 15 千兆瓦, 持续时间为 ≈ 20 毫微秒的钹玻璃激光脉冲, 通过焦距为 4 厘米的圆柱透镜, 聚焦成 1 厘米的细长光束, 去激发夹在显微薄片玻璃夹板中的含硫酸铜的明胶薄膜工作物质。实验发现, 在焦线的延长线上的 30 厘米处, 以及 110 厘米处, 先后分别放置 X 射线感光底片时, 都有 0.2 毫米直径的感光斑点, 这显然是准直性良好的 X 射线引起的。实验还发现对激发用的激光强度, 硫酸铜的浓度, 都存在一定的阈值。通过用 Fe、Ni、Al 等研究所得到的 X 射线的衰减量, 计算出发射的 X 射线是铜的 K_{α} 谱线, 波长为 1.54 埃。于是他们宣称得到了 X 射线激光。

可以看出, 这一实验含有激光感生的等离子体以光速掠过, 在 Cu 原子的内壳层产生空位的初始想法。

他们的实验公布以后, 立即引起了一场激烈的争论。肖洛认为, 从理论上来看, 最低他们的途径是正确的^[5], 并且在其他人的实验上发现有重复性^[43~45]。但是, 有些人则从实验上和理论上完全否定了他们的实验结果^[25, 46~49]。否定这一实验结果的理论根据是, 正如本文第二部分第(二)类方案中的第 1 节所讨论的那样^[25], 欲泵浦 Cu 的 K_{α} 激光, 他们用的泵浦功率太低, 上升时间过长。从实验上来看, 当用电子计数器探测这种 X 射线时, 都以失败告终。

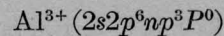
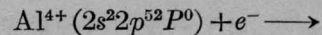
四年过去了, 克普鲁斯等人虽然又重作了这个实验^[50, 51], 但是至今尚没有提供能说明是受激辐射的 X 射线的基本判据(诸如光谱线变窄, 相干性好等等)。

2. 1974 年耶格尔 (Jaegle) 等人使用 40 毫微秒, 100 兆瓦的钹玻璃激光脉冲, 轰击铝靶, 发现 Al^{3+} 离子的 $(2p)^5(4d)^3p_1 \rightarrow (2p)^6s_0$ 跃迁的 117.41 埃波长的软 X 射线, 是由

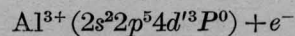
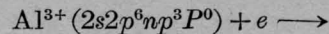
粒子数反转分布产生的^[52~54]。实验使用的软 X 射线光谱仪的光栅为 2400 条线/毫米, 曲率半径 2 米, 缝宽 10 微米。实验测量了发射 117.41 埃软 X 射线的等离子体的透过率 T , 并用以估计增益。透过率的测量过程是, 将钹玻璃激光脉冲分为两个光束, 经相对延迟后聚焦在两个铝靶上, 以等离子体(1)发射的强度为 I_1 的 117.41 埃软 X 射线作为探针, 探测等离子体(2)的吸收和增益。等离子体(2)在没有 117.41 埃软 X 射线照射时的光强度为 I_2 ($\lambda = 117.41$ 埃), 而在等离子体(1)的 117.41 埃的 X 射线照射下, 发射出的 117.41 埃软 X 射线的强度如为 I , 则可求出透过率 $T = (I - I_2) / I_1$, 吸收 $K = 1 - T$ 。

实验发现 $T > 1$, $K < 0$, 即等离子体(2)处于负吸收状态, 净增益的平均值为 17%。推论的增益系数 $G = 10$ 厘米⁻¹, 由此可计算出粒子数反转密度约为 10^{17} 厘米⁻³。

激发机构可解释如下: 铝靶在激光作用下变成 Al^{3+} 离子, 它与电子复合后, 成为:



Al^{+3} 离子再同电子碰撞, 而将其激发为



对这一实验结果, 最近已经出现越来越多的异议^[55~58]。

3. 1976 年杜赫斯特 (Dewhurst) 等人使用钹玻璃激光将 C 原子完全游离, 通过激光等离子体电子碰撞复合^[28], 在 CVI 离子的 $n=3$ 与 $n=2$ 能级之间(巴尔末线系的 α 谱线)形成粒子数反转, 得到波长为 182 埃的增益^[59]。

实验要求完全游离的等离子体应极快地膨胀和冷却。为此使用直径为 5.3 微米的碳纤维, 并放在真空中被钹玻璃激光辐照。实验的安排是碳纤维垂直地架在钹玻璃激光的焦点上, 它与 2 米入射式光栅光谱仪水平入口狭缝的距离为 12 厘米。激光器是通常的

钽玻璃激光器,输出的激光脉冲为 0.5 焦耳,脉宽 140 微微秒,在实验中实际上只使用 150 毫焦耳。

实验时先用脉宽为 100 微微秒的前置激光脉冲,将碳纤维击碎,然后同主激光脉冲相互作用形成稠密的等离子体。通过观察 CVI 的赖曼线系谱线的相对强度来推测粒子数反转的出现。实验结果是在前置激光脉冲后大约 900 微微秒开始建立起巴尔末线系的 α 谱线跃迁的粒子数反转分布。等离子体半径约 150 微米,粒子数反转密度 $\approx 3 \times 10^{14}$ 厘米⁻³,沿碳纤维轴的增益和长度的乘积 $GL \sim 2\%$ 。在此基础上推算,欲得 $GL \sim 10$,则要求 100 焦耳的钽玻璃激光能量!

艾恩斯(Irons)等人先前也曾进行过类似的实验^[60],由于等离子体密度过低,没有得到通常的光增益。

四、谐振腔

我们知道,对于已知的各种激光器,一个好的谐振腔,将有助于延长光子寿命,降低阈值,改善输出光束的定向性和相干性。由于谐振腔的存在还可以进一步发展激光技术,例如调 Q 技术,腔倒空技术以及锁模技术等,因此,人们自然希望为 X 射线激光器寻找合适的谐振腔。在理论上已经提出的有:

1. 环形谐振腔

一些完整晶体的晶面,对一定波长的 X 射线的布拉格反射,有很高的反射率,所以提出用这种晶体作平面反射镜。由于对于一定波长的 X 射线,布拉格反射角是一定的,所以据此设想的腔是由多个晶片构成的环形谐振腔^[13~15]。其中如图 10 所示的可调谐的腔^[16],是公认较好的一种。六块晶体的布局是 $M_1 \parallel M_4$, $M_2 \parallel M_5$, $M_3 \parallel M_6$, 光线行走的轨迹是一个平面多边形。可借助博尔曼(Borrmann)晶体 M_7 取输出,而且可在 M_7 晶体中掺入能受激辐射 X 激光的激活物质。

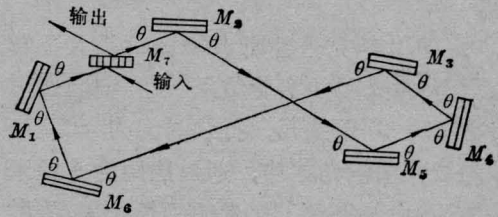


图 10

这种谐振腔的品质因数 Q 为:

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(1 - \prod_{i=1}^7 R_i\right)^{-1} \quad (50)$$

式中 L 是 X 射线在腔内的光程, R_i 是第 i 个晶体的布拉格反射率,如设 $R_1 \sim R_6$ 都接近于 1, $R_7 \approx 50\%$, 当 $\lambda \approx 10^{-8}$ 厘米, $L \approx 5$ 厘米时, $Q \approx 6 \times 10^9$ 。谐振腔的谱线宽度 $\Delta\lambda$ 则为

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{Q} \approx 1.7 \times 10^{-18} \text{ 厘米} \quad (51)$$

光子在腔内的寿命 τ 为

$$\tau = \frac{Q}{\omega} \approx 3 \times 10^{-10} \text{ 秒} \quad (52)$$

在此时间内, X 射线束走过 $C\tau \approx 10$ 厘米的路程。两相邻的共振谱线间隔 $\delta\lambda$ 为

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{L} \approx 2 \times 10^{-17} \text{ 厘米} \quad (53)$$

而本征 X 射线的谱线宽度为 $\Delta\lambda_x \approx 10^{-12}$ 厘米,所以可以容纳相当多的纵模。

2. 分布反馈式谐振腔

如果以晶体工作物质的晶面作为反射镜,则由于晶体中电子密度变化具有周期性,若构成晶体成分的一种原子的本征 X 射线辐射的波长,恰与晶格常数 $d(hkl)$ 满足 $d = \lambda/2$ 或 $d = \lambda$ 条件,则 X 射线的行进波与背向波之间产生向后布拉格耦合,从而提供反馈^[17]。

可以设想使 X 射线激光的驻波的波落在放大的原子上,而波节落在吸收原子上,从而减少对 X 射线的吸收。

我们来估计这种腔的可能性。设入射的 X 射线复振幅为 A_i , 在 (hkl) 晶面产生布拉格散射。这可以看作是 (hkl) 平面方向上的折射率发生起伏,而造成的散射。这样,入射光

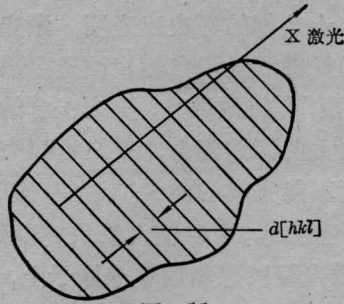


图 11

和散射光的耦合方程为:

$$\begin{aligned} \frac{dA_i}{dr_i} &= K_{is} A_s \exp\{i[\vec{k}_i - \vec{k}_s - \vec{G}(hkl)] \cdot \vec{r}\} \\ \frac{dA_s}{dr_s} &= K_{si} A_i \exp\{-i[\vec{k}_i - \vec{k}_s - \vec{G}(hkl)] \cdot \vec{r}\} \end{aligned} \quad (54)$$

式中 A_s 是散射光振幅, \vec{k}_i 和 \vec{k}_s 分别是入射和散射光波矢, $\vec{G}(hkl)$ 是垂直于 (hkl) 的倒格子矢量。耦合系数 K_{is} 正比于沿 $\vec{G}(hkl)$ 调制的折射率的幅度 a_G :

$$n(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}(hkl)} a_G \exp(i\vec{G} \cdot \vec{r}) \quad (55)$$

显然,在哪个方向上有折射率的变化,则在哪个方向上可以提供 X 射线的反馈。

对于磷化镓那样的闪锌矿晶体 ($d\bar{3}m$), 容易证明,在 (111) 方向上折射率的变化为

$$\begin{aligned} \Delta n_{(111)}(\vec{r}) &= -\frac{N_0 e^2}{\sqrt{2} \omega^2 m \epsilon_0} \\ &\cdot \cos\left[\frac{2\pi\sqrt{3}}{a_0}\left(\xi - \frac{a_0}{8\sqrt{3}}\right)\right] \end{aligned} \quad (56)$$

式中 ξ 是沿 (111) 方向的距离, a_0 是单位元胞的尺度, N_0 是单位体积的电子密度。可见, 折射率的调制周期为 $d_{111} = a_0/\sqrt{3}$, 在 (111) 方向产生布拉格反馈的条件为

$$d_{111} = \frac{a_0}{\sqrt{3}} = \frac{\lambda}{2} \quad (57)$$

这样可以保证 X 射线只沿 (111) 方向前后传播产生耦合, 而不向 $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ 、 $(\bar{1}\bar{1}1)$ 及 $(\bar{1}1\bar{1})$ 方向散射。

3. 波导式谐振腔

最近在实验上已实现了 X 射线的波导, 据此, 可设想一种波导式谐振腔。现以沸石

晶体为例, 说明这种腔的结构原理^[18]。沸石晶体是铝硅酸盐晶体, 即通常的分子筛, 它具有最小直径为 3~12 埃的细孔通道, 并具有周期性。所以, 可以将气体状态或等离子体状态的 X 射线工作物质充入其中。因为通道内的折射率高 ($n=1$), 而通道两侧的铝硅酸盐, 对软 X 射线的折射率为 $1 \sim n \approx 4 \times 10^{-5}$ 。所以 X 射线将在通道内导出。这样, 在通道剖面内, 由于周期性的变化, 而产生 X 射线的布拉格反射, 形成分布反馈。

显然, 欲形成一个强的反馈, 必要求 X 射线的半波长是通道直径的整数倍。由于存在着各种结构参数的沸石晶体, 可通过挑选来满足这一要求, 对于软 X 射线来说, 这是容易办到的。

4. 博尔曼(Borrmann)效应谐振腔

在完整晶体中, 在布拉格衍射条件下, 在适当的晶体厚度时, 可以发生两个 X 射线波的相干迭加。在晶体温度 $T \ll \Theta_D$ (Θ_D 是德拜温度) 时, 吸收被大大地减少 (对于 X 射线, 吸收系数大约减少 20~100 倍)。这种异常透过效应对布拉格衍射角有很大的灵敏性, 而且在异常透过区传播的 X 射线, 可以保持偏振状态不变^[19]。因此, 设想形成的 X 射线激光会被强制在指定的异常透过区传播, 从而达到限制 X 射线的传播方向、偏振状态以及波长的作用。这种设想是在讨论 γ 射线激光器时产生的。

五、结 束 语

在文中我们首先从理论上分析和预言了 X 射线激光器所可能具有的一般特性; 讨论了具体实现 X 射线激光器的种种方案和若干实验结果; 对未来可能采用的 X 射线谐振腔的几种具体形式, 在理论上进行了剖析。在评述过程中可以看到, 理论分析结果和种种方案大部分尚有待实验进一步证实, 有一些还将被进一步完善。理论和实验工作都有待

深入。同时还看到,对一些实验结果和理论分析,频频出现激烈的争论,这在激光发展史上还是罕见的。

还是在五十年代,人们从理论上讨论和预言光波段激光器的可能性的初期,就已意识到,将受激辐射原理向更短的波长(例如X射线, γ 射线)推进时可能发生的困难^[61]。这期间虽然也曾出现过怀疑,然而经过十几年的努力,一些认识被澄清了。现在,人们已经确信,X射线激光器以及 γ 射线激光器是能够研制成功的,甚至玻色子激光器和费米子激光器^[62]也已在考虑之中。

至于说到发展短波激光器的实际意义,那是非常明显的。拿X射线激光器来

说^[63,64],十几年的历史已表明,激光的出现已为人们提供了认识自然和改造自然的强有力工具,而X射线激光,则由于它的更短的波长和更大的穿透能力,使之可以完成以往的激光所不能完成的使命。诸如,使用X射线激光于全息术,可以使人们最终看到分子,X射线激光可以聚焦到单个原子上,这都为人们认识微观世界带来莫大的方便。X射线激光在光化学、生物物理、晶体结构分析、固体光谱以及即将出现的固体物理和非线性X射线光学的衔接处所产生的新的研究领域,都将有广泛的应用。此外,X射线激光在空间通讯,精密测量,微加工等工程技术和国防建设上的应用,显然有着很大的潜力。

参 考 资 料

- [1] Gold, L., *Quantum Electron.*, 3-inter. Congress. **2** (1964), 1156.
- [2] Duguay, M. A. and Rentzepis, P. M., *Appl. Phys. Lett.*, **10** (1967), 350.
- [3] Duguay, M. A., Proc. of the international conference on inner Shell ionization Phenomena and future applications, ed. by Fink, R. W. et al., **4** (1973), 2352.
- [4] Виноградов А. В., Собельман И., *ЖЭТФ.*, **63** (1972), 2113.
- [5] Schawlow, A. L., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-9** (1973), 646.
- [6] McGuire, E. J., *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975), 844.
- [7] Axelrod, T. S., *Phys. Rev.*, **A 13** (1976), 376.
- [8] Станкевич Ю. Л., *ДАН СССР*, **191** (1970), 805.
- [9] Arecchi, F. T. Banfi, G. P. and Malvezzi, A. M., *Opt. Comm.*, **10** (1974), 214.
- [10] Elton, R. C., *Appl. Opt.*, **14** (1975), 2243.
- [11] McCorkle, R. A. and Joyce, J. M., *Phys. Rev.*, **A 10** (1974), 903.
- [12] Ершов О. А., Брытов И. А. и Лукирский А. П., *Опт. и спектр.*, **22** (1967), 127.
- [13] Bond, W. L. Duguay, M. A. and Rentzepis, P. M., *Appl. Phys. Lett.*, **10** (1967), 216.
- [14] Deslattes, R. D., *Appl. Phys. Lett.*, **12** (1968), 133.
- [15] Cotterill, R. M. T., *Appl. Phys. Lett.*, **12** (1968), 403.
- [16] Kolpakov, A. V. Kyzmin, R. N. and Ryaboy, V. M., *J. Appl. Phys.*, **41** (1970), 3549.
- [17] Yariv, A., *Appl. Phys. Lett.*, **25** (1974), 105.
- [18] Elachi, C. Evans, G. and Grunthner, F., *Appl. Opt.*, **14** (1975), 14.
- [19] Каган Ю., *Письма в ЖЭТФ*, **20** (1974), 27.
- [20] Lacour, B. et Michon, M., *L'onde Electrique*, **54** (1974), 474.
- [21] Osonka, P. L. and Crasemann, B., *Phys. Rev.*, **A 12** (1975), 611.
- [22] Osonka, P. L., *Phys. Rev.*, **A 13** (1976), 405.
- [23] McCorkle, R. A., *Phys. Rev. Lett.*, **29** (1972), 982.
- [24] Kokorin, V. V. and Los, V. F., *Phys. Lett.*, **45 A** (1973), 487.
- [25] Lax, B. and Guenther, A., *Appl. Phys. Lett.*, **21** (1972), 361.
- [26] Келдыш Л. В., *ЖЭТФ*, **48** (1965), 1692.
- [27] Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, М. Физматгиз, (1960).
- [28] Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А., *ДАН СССР*, **160** (1965), 1296.
- [29] Waynant, R. W. and Elton, R. C., *Proc. IEEE.*, **64** (1976), 1059.
- [30] Seaton, M. J., *Monthly Notice*, **119** (1959), 81.
- [31] Scully, M. O. Louisell, W. N. and Mcknight, W. B., *Opt. Comm.*, **9** (1973), 246.
- [32] Louisill, W. H. Scully, M. O. and Mcknight, W. B., *Phys. Rev.*, **A 11** (1975), 989.
- [33] Hopf, F. A. Meyster, P. Scully, M. O. and Seely, J. E., *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975), 511.

- [34] Copeland, D. A. and Tang, C. L., *Opt. Comm.*, **18** (1976), 155.
- [35] Mahr, H. and Roeder, N., *Opt. Comm.*, **10** (1974), 227.
- [36] Shen, Y. R., *Phys. Rev.*, **B 9** (1974), 622.
- [37] Mani, S. A. Hyman, H. A. and Daugherty, J. D., *J. Appl. Phys.*, **47** (1976), 3099.
- [38] Freund, I., *Appl. Phys. Lett.*, **24** (1974), 13.
- [39] Bhagavatula, V. A., *J. Appl. Phys.*, **47** (1976), 4535.
- [40] Norton, B. A. and Wooding, E. R., *Phys. Rev.*, **A 11** (1975), 1689.
- [41] Duguay, M. A., *Laser Focus*, **9** (1973), 41.
- [42] Kepros, J. G. et al., *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **69** (1972), 1744.
- [43] Elton, R. C., *Appl. Opt.*, **12** (1973), 155.
- [44] Pirve, S. G. et al., *Opto-Electron.*, **6** (1974), 197.
- [45] Boster, T. A., *Appl. Opt.*, **12** (1973), 433.
- [46] Billman, K. W. and Mark, H., *Appl. Opt.*, **12** (1973), 2529.
- [47] Bradbad, J. N. et al., *Appl. Opt.*, **12** (1973), 1095.
- [48] Siegenthaler, K. Z. et al., *Appl. Opt.*, **12** (1973), 2005.
- [49] Rowley, P. D. and Billman, K. W., *Appl. Opt.*, **13** (1974), 453.
- [50] Kepros, J. G. et al., *Bull. of Amer. Phys. Soc.*, Ser II, **18** (1973), 350.
- [51] Keppros, J. G., *Appl. Opt.*, **13** (1974), 695.
- [52] Dhez, P. Jaeglé, P. Leach, S. and Velgha, M., *J. Appl. Phys.*, **40** (1969), 2545.
- [53] Jaeglé, P. et al., *Phys. Lett.*, **36 A** (1971), 167.
- [54] Jaeglé, P. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974), 1070.
- [55] Valero, F. P. J., *Appl. Phys. Lett.*, **25** (1974), 64.
- [56] McGuire, E. J., *Phys. Rev.*, **A 11** (1975), 1889.
- [57] Silfvast, W. T. Green, J. M. and Wood, O. R., *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975), 435.
- [58] Koshelev, K. N. and Churilov, S. S., *Sov. J. Quantum Electron.*, **5** (1975), 400.
- [59] Dewhurst, R. J. Jacoby, D. Pert, G. T. and Ramsden, S. A., *Phys. Rev. Lett.*, **37** (1976), 1265.
- [60] Irons, F. E. and Peacock, N. J., *J. Phys.*, **B 7** (1974), 1109.
- [61] Schawlow, A. L. and Townes, C. H. *Phys. Rev.*, **112** (1958), 1940.
- [62] —Fund. and Appl. Laser Phys (Proc. Esfahan Symposium 1971), ed. by Feld, M. S. et al., (1973), 17.
- [63] Chapline, G. and Wood, L., *Phys. Today*, **28** (1975), 40.
- [64] 卢仁祥, 国外激光, No 1 (1976), 31.

上海光机所举办首届科学报告会

在华主席为首的党中央发出向科学技术现代化进军的伟大号召鼓舞下,在全国五届人大和五届政协召开的大喜日子里,中国科学院上海光机所举行了首届激光科学报告会。

这届报告会是该所建所十几年来规模最大的一次学术交流活动。报告会从2月28日到3月2日共开了三天。在三个分会场上,一百多名科技人员宣读了一百三十多篇研究工作报告,交流了各类激光器件、激光晶体和玻璃材料的光学和光谱性质、光学薄膜和激

光损伤、谐振腔理论、Q开关技术、模式匹配、倍频和锁模技术、激光电源、光泵光源、干涉和全息测量、激光等离子体研究等方面的科研成果。

报告会认真贯彻了毛主席倡导的双百方针,发扬了马列主义的学风。大家谦虚谨慎,实事求是,互相学习,取长补短,心情舒畅地开展不同学术见解的自由争论,充分体现了粉碎“四人帮”之后广大科技人员为革命钻研科学技术的积极性和崭新的精神风貌。