

X 射线激光器的物理问题

沈 柯

(长春光机学院)

可见激光器出现以后,还是在六十年代,人们就已经开始讨论 X 射线波段的激光器的研制问题^[1,2]。从那时起,直到现今,对 X 射线激光器的机理,在理论上一直进行着紧张、热烈的探讨;近年来,这方面的实验工作也已陆续开展起来。目前虽然还没有看到可以激动人心的结果,但是,在理论上已经能够作到估计这种激光器各类具体方案实现的可能性;在实验上已逼近到波长为一百余埃的受激辐射。对 X 射线激光器的探索已成为激光物理中比较活跃的领域之一。本文将从激光物理的观点,评述人们在这方面所取得的某些进展。

一、基本特征

我们首先从理论上分析和预言,对于使用原子的内壳层电子跃迁的 X 射线激光器,同已知的光波段激光器相比,所可能具有的一些基本特点。

1. 当进入 X 射线的波段时,原子的受激辐射截面颇大,例如,铜的 K_{α_1} 谱线($\lambda=1.54$ 埃)中心处的受激辐射截面,比铍玻璃的 1.06 微米谱线的受激辐射截面约大三至四个量级^[3]。所以,只要能够建立起原子的内壳层电子的反转分布,X 射线激光器将有颇大的增益,这是很吸引人的。

2. 但是,我们知道,对于给定的增益系数,外界激发源的功率密度却与激光波长的

四次方成反比^[4,5]。所以,进入 X 射线波段,为了建立起粒子数反转分布,得到必要的增益,要求激发源具有相当高的辐射功率密度。例如,为了得到 $\lambda=100$ 埃的激光,要求激发源的辐射功率密度约为 10^9 瓦/厘米³;对于 $\lambda=10$ 埃的激光,约为 10^{13} 瓦/厘米³;对于 $\lambda=1$ 埃的激光,则约为 10^{17} 瓦/厘米³。此外,由于原子内壳层电子缺少亚稳态,一般的激发态寿命相当短,例如,与铜原子的 K_{α_1} 谱线相对应的高能级的寿命 $\tau \sim 4.5 \times 10^{-15}$ 秒。因此,对外界激发源的激发辐射,要求具有非常短的前沿时间。可见,为了使原子的内壳层电子建立起粒子数反转分布,得到一定的增益,如果采用辐射激发方式,则要求激发辐射应同时具备非常短的前沿时间和极高的功率密度。

3. 原子的内壳层电子的非辐射跃迁是使原子再次游离,而不是简单的能量降低。同光波段中的非辐射跃迁情形不同,这里存在着奥格尔 (Auger) 效应和科斯特尔-克勒尼希 (Coster-Kronig) 效应。我们来分析非辐射跃迁在 X 射线激光器中的利弊。

高工作能级如果有大的奥格尔宽度,则有两个有害的效应^[6]。其一是它将降低受激辐射截面 σ_s 的值,这可由下式看出:

$$\sigma_s = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \cdot \frac{A}{\Delta\nu} = \frac{\lambda^2 \Gamma_R}{2\pi(\Gamma_1 + \Gamma_2)} \quad (1)$$

式中 λ 是跃迁波长, A 是辐射跃迁速率 ($A = \Gamma_R/\hbar$), $\Delta\nu$ 是自然宽度 ($\Delta\nu = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/\hbar$),

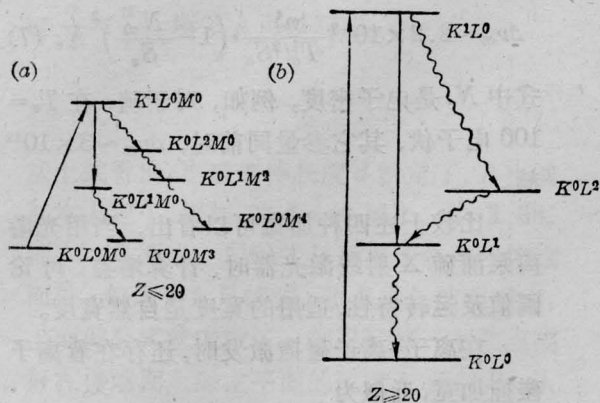


图1 图中直线表示辐射过程, 波线表示非辐射过程。用空位数标记状态

Γ_2 和 Γ_1 分别是高、低工作能级的总宽度。其二是为了在高工作能级上维持一定的空位数密度, 必导致大的泵浦。因为在高工作能级上, 内壳层空位数密度 N 随时间 t 的变化为:

$$\frac{dN}{dt} = P - N\Gamma/\hbar$$

式中 P 是泵浦项, Γ 是工作能级的总宽度, 由上式

$$N = \hbar \frac{P}{\Gamma} (1 - e^{-\Gamma t/\hbar}) \quad (2)$$

可见, 要求 P 随 Γ 线性地增加。

但是, 也有可利用的一面。因为奥格尔跃迁时, 会使终止状态选择地聚集空位数, 所以可以使用奥格尔跃迁产生粒子数反转分布。

此外, 由于奥格尔效应的存在, 它将限制对某些激发方式的使用。例如, 对于 K_{α} 谱线, 一般而言, $Z \lesssim 20$ 原子的高工作能级存在着级联式的奥格尔衰减, 如图 1(a) 所示。结果造成离开激光波长的移动, 移动的值最低为 K_{α} 谱线的自然宽度, 所以由它们构成的工作物质, 不存在共振吸收。但是, 对于 $Z \geq 20$ 原子的高工作能级, 它们通过奥格尔衰减, 将非常有效地充满在低工作能级上, 如图 1(b) 所示。所以在这类工作物质中, 要产生共振吸收, 使其很难达到阈值。可见, 对于 $Z \geq 20$ 的原子, 采用光游离泵浦方式, 使 X

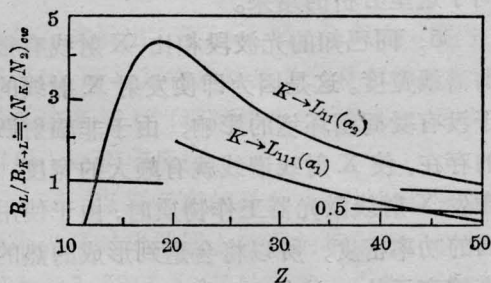


图 2

射线激光器运转是困难的^[7]。

4. 原子内壳层电子缺少亚稳能级, 它们的高能态寿命都比低能态寿命短, 因此, X 射线激光器似乎应该属于自终止激光器类型, 将以脉冲方式运转。但是, 人们已经知道, 对于一些原子的 K_{α_1} 、 K_{α_2} 谱线, 它们的奥格尔跃迁几率甚大, 对于它们, 产生 X 射线激光的结果, 是使原子的 L 壳层进入有两个空位的状态, 相当于原来的状态被转移掉, 这样的 X 射线激光器有可能连续运转^[8]。这样, 与已知的光波段激光器连续运转条件不同, 对于 X 射线激光器, 连续运转条件可表示为^[9]:

$$\frac{\tau_{u \rightarrow l}}{\tau_l} > \frac{g_u}{g_l} \quad (3)$$

式中的 $\tau_{u \rightarrow l}$ 是内壳层电子从高工作能级 u 跃迁到低工作能级 l 的寿命, τ_l 是低工作能级的寿命, g_u 和 g_l 分别是高、低工作能级的统计权重。由图 2 可见^[10], 对于 K_{α_1} 和 K_{α_2} 谱线, 在 Z 的很大范围内, 都有可能达到连续运转。图 2 中的 L 空位状态的总跃迁速率 R_L 与 K 空位状态的辐射衰减速率 $R_{K \rightarrow L}$ 之比, 在稳态时满足关系: $\tau_{u \rightarrow l} / \tau_l = R_L / R_{K \rightarrow L} = N_K / N_L$ 。 N_K 和 N_L 分别是 K 和 L 壳层的空位数。

要指出的是, 这里的讨论, 忽略了在奥格尔跃迁过程中产生的强有力的奥格尔电子

的碰撞,对激光过程的影响。在本文的第二部分将会看到,当考虑到这点时,会得到不同于这里分析的结果。

5. 同已知的光波段相比,X射线有很大的谱线宽度。这是因为即使发射X射线的离子没有受周围环境的影响,由于非辐射跃迁的存在,使X射线谱线就有颇大的宽度。在激发X射线激光器工作物质时,由于使用极高的功率密度,所以将会遇到形成的热的稠密等离子体。这样,必须考虑由于离子的热运动引起的多普勒加宽,准静离子场的斯塔克加宽,电子碰撞加宽,离子碰撞加宽以及等离子体湍流引起的加宽等。

X射线谱线的自然宽度为

$$\Delta\nu_N = \frac{1}{\pi\tau_r\omega_r} \quad (4)$$

式中 τ_r 是辐射寿命, ω_r 是X射线荧光产额。例如,对于硫($Z=16$)的 K_{α} 谱线, $\Delta\nu_N \sim 10^{14}$ 赫。

多普勒加宽为

$$\Delta\nu_D = (2.3 \times 10^6 / \lambda) (T_i / A_i)^{1/2} \quad (5)$$

式中 λ 是X射线波长,以厘米为单位, T_i 是离子温度,以电子伏为单位, A_i 是离子的质量,取原子质量单位。例如,硫的 K_{α} 谱线, $\lambda=5.37$ 埃, $A_i=32$,因为离子温度在粒子数反转期间小于电子温度 T_e ,一般 $T_e \sim 100$ 电子伏,所以同 $\Delta\nu_N$ 相比,在这里可忽略 $\Delta\nu_D$ 。

斯塔克效应引起的X射线谱线加宽:对于内壳层电子跃迁,准静离子场引起的斯塔克加宽不是线性的,同时要考虑外壳层电子的屏蔽效应,它的量级为^[11]

$$\Delta\nu_s \sim 3 \times 10^{-17} \frac{n_u^6}{S_e^4} Z_i^2 \left(1 - \frac{N_{e0}}{S_e}\right)^2 N_i^{4/3} \quad (6)$$

式中 n_u 是高工作能级的主量子数, S_e 是斯泰因海默尔(Steinheimer)屏蔽因子, Z_i 和 N_i 分别是离子电荷和离子密度, N_{e0} 是外壳层屏蔽电子的数目。例如,对于 $Z_i=1$ 和 $S_e=10$ 的硫,在固态密度时, $\Delta\nu_s \sim 7 \times 10^9$ 赫。

电子碰撞加宽为

$$\Delta\nu_{ce} \sim 2.2 \times 10^{-8} \frac{n_u^4}{T_e^{1/2} S_e} \cdot \left(1 - \frac{N_{e0}}{S_e}\right)^2 N_e \quad (7)$$

式中 N_e 是电子密度,例如,对于硫,在 $T_e=100$ 电子伏,其它参量同前时, $\Delta\nu_{ce} \sim 3 \times 10^{11}$ 赫。

比较上述四种加宽可以看出,当用光游离泵浦硫X射线激光器时,计算增益,讨论阈值及运转特性,适用的宽度是自然宽度。

在离子-离子碰撞激发时,还存在着离子碰撞加宽,近似为

$$\Delta\nu_{ci} \sim 10^{-6} \frac{n_u^2}{S_e^2 (V_i / A_i)^{1/2}} Z_i^2 \left(1 - \frac{N_{e0}}{S_e}\right)^2 N_i \quad (8)$$

式中 V_i 是离子的相对速度。

等离子体湍流引起的加宽为

$$\Delta\nu_T \sim 3.8 \times 10^{-10} \frac{n_u^6}{S_e^4} Z_i \left(1 - \frac{N_{e0}}{S_e}\right) T_e N_i \quad (9)$$

6. X射线激光器内的传播损耗占优势的是非共振吸收,它包括光游离损耗,单光子吸收,相干和非相干散射引起的损耗等。其中光游离损耗在密度高时最严重。光游离截面为^[11]

$$\sigma_{PI}(\lambda, Z_i) = \sum_{n,l} N_e(n, l) \sigma_{PI,l}(\lambda, n, l) \quad (10)$$

式中 $\sigma_{PI,l}$ 是对应于指定的 n, l 壳层中每一个电子的部分截面, N_e 是每一壳层中的电子数目,简单的估计为

$$\sigma_{PI,l} \sim 2.4 \times 10^{-27} Z_e^5 n^{-7} \lambda^{7/2} \quad (11)$$

即近似与激光波长的三次方成比例变化。所以在没有共振效应时,单色吸收系数的量级为

$$K_\nu (\text{厘米}^{-1}) \sim N_i \sigma_{PI} \quad (12)$$

当然,只有当增益压倒损耗时,才能出现X射线激光放大。

7. 物质对X射线的折射率都接近于1,虽然已经知道某些金属膜层对X射线有相当高的反射率^[12],但如果以此来构成X射线谐振腔,就要建立反射角接近于 90° 的光学系统,这必然导致用多个金属膜反射镜组成的环形谐振腔。目前,讨论较多的是使用X

射线在晶体上的布拉格衍射现象,用多个完整晶片作为平面反射镜的环形谐振腔^[13~15],输出可借助博尔曼(Borrmann)效应取出^[16]。这两类环形腔,只允许X射线激光在腔内通过几次,光子寿命甚短,品质因素低,无助于降低阈值;同时,在调整和使用上都还有一定的困难。最近提出的分布反馈晶体谐振腔^[17]、波导式谐振腔^[18]以及直接使用博尔曼效应的腔^[19],存在着工艺上和泵浦方面的问题。所以,人们认为最初的一类X射线激光器,将是自发辐射放大器^[9,20],输出的将是自发辐射放大的X射线。

上面我们一般地考查了原子内壳层电子跃迁辐射X射线时的受激辐射截面、非辐射跃迁、谱线加宽、传播损耗、谐振腔结构以及因缺少亚稳能级而导致的对激发源苛刻的要求。虽然这些特征尚有待实验进一步证实,但是,可以看出,这一切都不同于以往人们所熟悉的激光器。

二、原理方案

为了实现X射线的受激辐射,这些年来,人们从理论上提出了许多有意义的设想,归纳起来,主要集中在以下两个方面。

(一)内壳层方案

内壳层方案使用原子或离子的内壳层跃迁产生X射线激光,内壳层跃迁是指当原子或离子的较大的主量子数壳层最低存在一个电子时,在闭壳层(即所有的 n 个轨道都被电子充满)中产生的空位发生的跃迁。可见,这要求泵浦源的能量必须集中在一个限定的能量带之间,以选择地移走内壳层的电子。这要比原子的价电子光学跃迁情形复杂得多。目前人们提出使用光子碰撞、离子碰撞以及电子碰撞产生内壳层空位。

1. X-射线游离泵浦

使用X射线游离泵浦的X射线激光器方案的根据是,原子的光游离截面与激发用

的X射线的光子能量有一定的关系。当在吸收带边缘处的X射线能量足以离化原子的内壳层电子时,通过光游离移走内壳层电子的截面比从外壳层移走电子大几个量级,结果使原子的内壳层电子分布直接进入粒子数反转分布状态。目前已提出三种具体途径。

第一种方案:在X光游离泵浦下,在原子的内壳层直接形成粒子数反转^[2,3,9,21]。我们来估计这种形式的X射线激光器的泵浦功率。对于无腔的放大系统,可以定义一个阈值长度 l_t ,在这个长度上,在立体角 Ω 内,被放大的模式的光子数目大于其它模式的光子数目,在 l_t 的末端,仍然是原子受激辐射光子。假设工作物质呈棒状,直径为 d ,为避免衍射损耗,棒的几何形状必须保证费涅耳数 $N_F = d^2/l_t\lambda > 1$ 。

阈值条件是

$$\exp(\beta l_t) \geq \frac{4\pi}{\Omega} \quad (13)$$

式中的立体角 Ω 近似为

$$\Omega \sim \left(\frac{d}{l_t}\right)^2 \quad (14)$$

单位长度上的增益 β 为

$$\beta = \sigma_s \Delta N - \sigma_a N_T \quad (15)$$

式中 σ_s 和 σ_a 分别是受激辐射截面和吸收截面,粒子数反转密度 $\Delta N = N_u - (g_u/g_l)N_l$, N_T 是工作物质粒子数总密度。欲得到正的增益,显然要求

$$\sigma_s \Delta N > \sigma_a N_T \quad (16)$$

联合(13)和(15)式,可以解出阈值时的高工作能级的空位密度 N_u^* ,为了产生激光作用所必须的功率密度为 $N_u^* \hbar \omega_p / \tau_u$,假设讨论K壳层情形, $\hbar \omega_p$ 是K吸收带边缘的能量, τ_u 是K壳层空位的寿命。激发用的X射线穿透工作物质的深度为 $1/\sigma_T N_T$, σ_T 是K吸收带边缘处的总吸收截面,这样,在阈值时所必须的泵浦功率流 ϕ 为

$$\phi = \frac{N_u^* \hbar \omega_p}{\tau_u} \cdot \frac{1}{\sigma_T N_T} \cdot \frac{\sigma_T}{\sigma_p} \quad (17)$$

式中 $\sigma_p < \sigma_T$, 是在频率 ω_p 处的 K 能级的吸收截面。在阈值时, 总的泵浦功率为

$$P = dl_i \phi \quad (18)$$

我们以硫 ($Z=16$) 作为工作物质, 对于在 $K \rightarrow L_{III}$ 跃迁的 X 激光, $\hbar\omega = 2.31$ 千电子伏, K 壳层的总衰减速率 $r_u^k = 0.57$ 电子伏, $\sigma_s = 567.6 \times 10^{-20}$ 厘米², $\sigma_a = 1.445 \times 10^{-20}$ 厘米², $\sigma_p = 10.66 \times 10^{-20}$ 厘米², 最低的粒子数反转密度 $\Delta N_{\min} = 0.369 \times 10^{20}$ 厘米⁻³, 如取中等值, 例如取二倍于最低的粒子数反转密度, 由 (15) 式, 得到此时的 $\beta = 209.5$ 厘米⁻¹。设 $d = 10$ 微米, 由 (13) 和 (14) 式, $l_i = 490$ 微米。由 (17) 和 (18) 式, 最后得到 $\phi = 2.1 \times 10^{16}$ 瓦/厘米², $P = 1.02 \times 10^{12}$ 瓦。在实验上, 作为激发用的这样大的 X 射线功率流, 可以用已知的光波段激光器 (例如钕玻璃激光器) 的激光辐射在高 Z 靶上转换的 X 射线得到。假设这种转换的效率为 30%, 将 X 射线辐射耦合到工作物质上的效率为 40%, 则要求具有约为 5×10^{17} 瓦/厘米² 的功率流的钕玻璃激光器, 又因为泵浦流作用的面积为 $l_i d \approx 10 \times 490$ 微微米², 所以, 要求钕玻璃激光器应输出约 2.5×10^{13} 瓦的功率, 这样高功率的钕玻璃激光器, 目前似乎是不困难的。

在上面的讨论中, 我们忽略了电子碰撞过程。事实上, 对于如硫那样的低 Z 工作物质, 荧光产额是低的, 所以泵浦功率将有很大一部分消耗在奥格尔跃迁过程中产生的自由电子上, 这些强有力的电子, 在泵浦过程的最初期间, 就同原子的外壳层电子发生碰撞游离。增加一个平均的游离级次, 约 10^{-15} 秒, 所以这种碰撞过程将限制具体游离级次的离子寿命。估计表明^[7], 阈值泵浦功率基本上接近于没有考虑电子碰撞过程时的值, 但是在增益寿命上, 两种情形是不同的。如图 3 所示, 在考虑到电子碰撞过程时, 增益寿命缩短了, 粒子数反转持续的时间不超过 10^{-14} 秒, 得到了与本文第一段第 4 点不同的结果。

第二种方案: 在光游离泵浦过程中, 通过

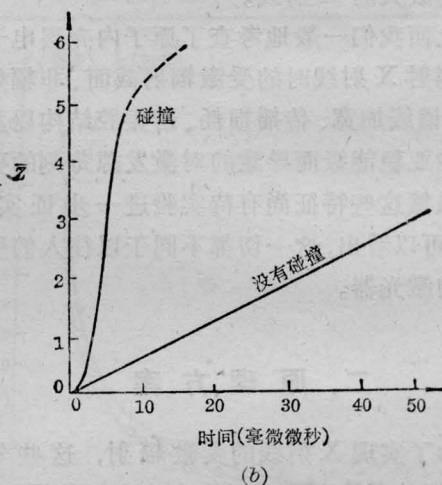
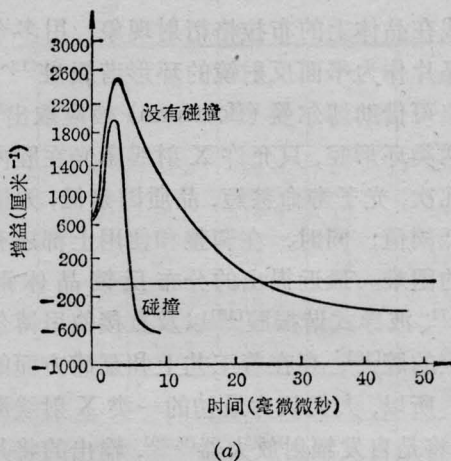


图 3

奥格尔衰减形成粒子数反转。现以 Na 作为例子。关于中性钠原子在光游离泵浦下, 直接游离 L 壳层电子, 在 L 壳层直接形成空位, 从而在 $3S-2P$ ($\lambda = 372$ 埃) 之间形成粒子数反转分布问题, 在原始的工作中就被讨论过了^[21]。这里来研究另一种形成 Na 的 L 空位的途径: 对于在光游离泵浦下, 具有 K 空位的 Na^+ , 由于跟着而发生的 $K-LL$ 奥格尔衰减, 在 L 壳层产生双空位, 从而在 $2P \rightarrow 2S$ 之间形成粒子数反转。

我们来估计阈值泵浦功率。高工作能级 i 的粒子数变化的速率方程为

$$\frac{dN_i}{dt} = b_i \frac{dN_k}{dt} + \sum_j \frac{N_j}{\tau_{ij}} - \frac{N_i}{\tau_i} \quad (19)$$

式中 b_i 是分支比, τ_{ij} 是从能级 j 到 i 的辐射跃迁速率的倒数, τ_i 是能级 i 的寿命。如果用已知的光波段激光器输出的能量为 Q 、脉宽为 τ_L 的激光脉冲, 通过长为 L 、厚为 d 的转换器产生的硬 X 射线来泵浦 Na, 则产生 K 壳层空位的速率为

$$\frac{dN_k}{dt} = \eta \frac{Q}{\tau_L l d \bar{E}_k} N_{Na} \sigma_{Na} \quad (20)$$

式中 \bar{E}_k 是作泵浦用的硬 X 射线的平均能量, σ_{Na} 是 K 壳层在 \bar{E}_k 处的光游离截面, N_{Na} 是 Na 的粒子数密度, η 是总转换效率, 它包括入射到转换器上的激光脉冲对硬 X 射线的转换以及透过、分束等的转换。

存在正增益的条件是(16)式, 取在 L 壳层的粒子数反转密度为 K 空位产生密度的 f 倍, 将(20)式代入(16)式并考虑到(1)式, 则在阈值时

$$\frac{\lambda^2 \Gamma_1}{2\pi(\Gamma_1 + \Gamma_2)} f \eta \frac{Q}{\tau_L l d \bar{E}_k} \tau_s > \frac{\sigma_a}{\sigma_{Na}} \cdot \frac{N}{N_{Na}} \quad (21)$$

式中 N 是包含有 Na 的材料的粒子数密度, τ_s 是 L 壳层有双空位状态的寿命。通过求解方程(19), 得到 $f = 0.02^{[6]}$, 如取 $\eta = 10^{-3}$, $\lambda = 375$ 埃, $\Gamma_2 \ll \Gamma_1$, $\tau_s = 2.5 \times 10^{-9}$ 秒, $ld = 10^{-3}$ 厘米², $\bar{E}_k = 1.5$ 千电子伏, $\sigma_a = 6 \times 10^{-18}$ 厘米², $\sigma_{Na} \approx 10^{-19}$ 厘米², 则由(21)式直接得到, 要求光波段激光器应输出 $Q/\tau_L > 3 \times 10^{11}$ 瓦的激光。

第三种方案: 光激发与 X 射线游离的联合泵浦^[22]。在产生内壳层空位以前, 用光频辐射激发原子的外壳层电子到长寿命激发态, 然后用 X 射线游离内壳层产生空位, 从而在内壳层电子形成粒子数反转, 如图 4 所示。现以 Li 为例, 通过光激发可使 Li 原子从基态 $1S^2 2S$ 进入激发态 $1S^2 3P$, 再使用能量为 66~70 电子伏的 X 射线游离它, 在 K 壳层产生一个空位, 进入 $1S 3P$ 状态。这样, 可以消除奥格尔效应的影响。

若泵浦 X 射线的脉宽为 τ_x , 其强度是

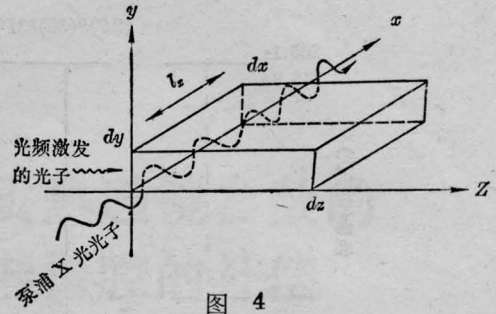


图 4

时间的阶函数, 则在单位时间内引到工作物质的单位体积上的 X 射线光子数目为 $N_x(dx dy dz \tau_x)^{-1}$ 。中性锂原子数随时间的变化为

$$\frac{dN_a}{dt} = \frac{N_x}{dx dy dz \tau_x} N_a \bar{\sigma}_{pa} l_x \quad (22)$$

式中 $\bar{\sigma}_{pa}$ 是 X 射线游离截面, l_x 是泵浦 X 光在工作物质中的穿透深度。解上式得

$$N_a(t) = N_a(t=0) \exp\left(-\frac{N_x \bar{\sigma}_{pa} l_x}{dx dy dz \tau_x} t\right) \quad (23)$$

Li 的 $\bar{\sigma}_{pa} \approx 6 \times 10^{-18}$ 厘米², 若选工作物质的 $dx = 2.5 \times 10^{-3}$ 厘米, $dy = 4.56 \times 10^{-4}$ 厘米, $l_x \approx dx$, 取 dz 大于相干长度, $dz \approx 0.3$ 厘米, Li 的粒子数密度 10^{18} 厘米⁻³, 在 $1S 3P$ 状态上的 Li 离子数为 10^{10} 厘米⁻³ 时, 由(23)式可求得在 $t = \tau_x$ 时间内, 要求有 $N_x \sim 10^{10}$ 个的泵浦 X 射线光子射到工作物质上。目前的同步回旋加速器-辐射体发出的 X 射线光子, 已能达到这个指标^[21, 22]。

上面我们讨论了三种形式的 X 射线游离泵浦的 X 射线激光器, 分别列举了硫、钠、锂三种工作物质, 并简单地估算了它们的阈值泵浦功率。

2. 离子-原子碰撞激发

由于离子-原子碰撞, 导致内壳层空位选择性产生的主要物理过程是, 在碰撞期间, 在瞬时形成的双原子准分子的位能曲线相交处, 泡利不相容原理要求一个或几个电子发射, 从而使单个原子处于内壳层受激状态。

设想的器件结构是使用一束加速的重离子射束和箔——工作物质, 恰当地加上一

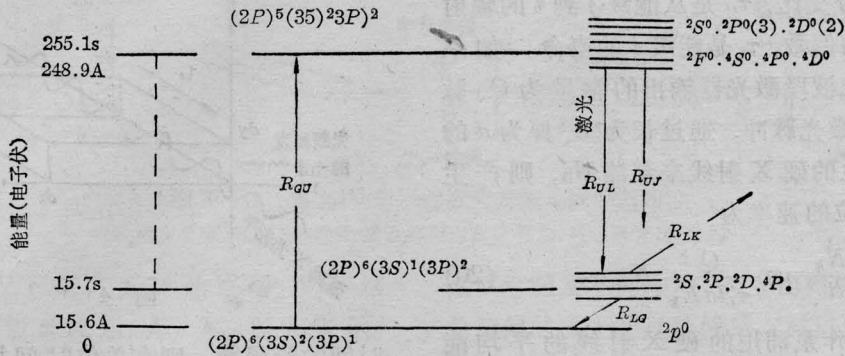


图 5

个脉冲电场，使离子射束以接近于光速的速度沿箔片的纵长方向掠过，轰击箔片。当离子轰击箔片的原子时，在这些离子的、原子的或两者的内壳层电子能级之间出现粒子数反转。在开始轰击的点上由于高工作能级上的电子跃迁而产生的 X 射线，当它通过箔的纵长方向并遇到离子束建立的反转分布的粒子时，就被相干放大。适当地配合箔片和离子束中的元素，可以产生不同波长的 X 射线激光^[23]。

这种共振碰撞激发方案由于同行波激发相联系，可以避免光游离泵浦中遇到的高工作能级寿命短的障碍，器件可以连续运转。

现以 Ar^{+5} 为例。 Ar^{+5} 的有关能级如图 5 所示。使用中等能量的离子碰撞 Ar 原子，使之成为基态为 $(2P)^6(3S)^2(3P)^1$ 的 Ar^{+5} 离子。由于离子-离子碰撞，使 Ar^{+5} 的 $(2P)^6$ 电子激发到 $3P$ 状态。当 Ar^{+5} 从 $(2P)^5(3S)^2(3P)^2 \rightarrow (2P)^6(3S)^1(3P)^2$ 时，辐射 X 射线激光。跃迁到 $(3P)^2$ 层上的电子，由于科斯特尔-克勒尼希效应，非辐射地跃迁到 $3S$ ，此过程的速率甚大，低工作能级抽空得甚快。

阈值条件可表示为

$$N_u - \frac{g_u}{g_l} N_L \geq (K+1)/L\sigma_s \quad (24)$$

式中 N_u 和 N_L 分别是高、低工作能级上的粒子数密度， K 是吸收损耗， L 是工作物质长度。通过速率过程讨论阈值。由图 5 看出，它

的速率方程为

$$\begin{aligned} \frac{dN_u}{dt} &= R_{Gu}N_G - R_{uL}N_u - \sum_j R_{uj}N_u \\ \frac{dN_L}{dt} &= R_{uL}N_u - R_{LG}N_L - \sum_k R_{Lk}N_L \end{aligned} \quad (25)$$

式中的 N_G 是基态的粒子数密度。 R_{Gu} 是通过离子-离子碰撞激发使粒子从基态激发到高能级的速率，它基本上取决于离子-离子碰撞而产生的内壳层空位的激发速率 t_{ii}^{*-1} ，即

$$R_{Gu} \sim t_{ii}^{*-1} \sim 2.85 \times 10^{11} \text{ 秒}^{-1} \quad (26)$$

R_{uL} 是粒子产生激光的跃迁速率，它主要取决于受激辐射时间 $t_{s,uL}^{-1}$ ，

$$R_{uL} \sim t_{s,uL}^{-1} \sim 3 \times 10^{11} \text{ 秒}^{-1} \quad (27)$$

R_{uj} 是高工作能级粒子数衰减的速率，它主要取决于奥格尔效应或科斯特尔-克勒尼希效应造成的非辐射跃迁速率 t_{Au}^{-1} 。

$$\sum_j R_{uj} \sim t_{Au}^{-1} \sim 0.9 \times 10^{13} \text{ 秒}^{-1} \quad (28)$$

R_{LG} 是从低工作能级回到基态的速率，它主要由非辐射跃迁速率 $t_{Au}^{-1} = (\omega_L t_{r,LG})^{-1}$ 决定，

$$\begin{aligned} R_{LG} &\sim (\omega_L \times t_{r,LG})^{-1} \\ &\sim (\omega_L \times 1.52 \times 10^{-10})^{-1} \text{ 秒}^{-1} \end{aligned} \quad (29)$$

式中 $t_{r,LG}^{-1}$ 是辐射跃迁速率， ω_L 是荧光产额。 $\sum R_{Lk}$ 是低工作能级上的粒子被激发到其它的高能级上的速率，它主要由电子-离子碰撞而使粒子激发到其它状态的速率决定。

$$\sum_k R_{Lk} \sim t_{ei}^{*-1} \sim (7.2 \times 10^{-13})^{-1} \text{ 秒}^{-1} \quad (30)$$

(26)~(30)式中所列出的数量级都是对

Ar⁵⁺ 离子而言的, 比较看出:

$$\begin{aligned} \sum_j R_{uj} &\gg R_{uL} \\ \sum_k R_{Lk} &\gg R_{LG} \end{aligned} \quad (31)$$

而 R_{Gu} 可以用离子的相对速度 v_{ir} , 离子-离子碰撞截面 σ_{ii}^* 以及基态离子数密度 N_G 表示为

$$R_{Gu} = N_G \sigma_{ii}^* v_{ir} \quad (32)$$

考虑到(31)和(32)式, 速率方程(25)可简化为

$$\frac{dN_u}{dt} = N_G (N_G \sigma_{ii}^* v_{ir}) - \frac{N_u}{t_{Au}} \quad (33)$$

$$\frac{dN_L}{dt} = \frac{N_u}{t_{s,uL}} - \frac{N_L}{t_{ei}^*}$$

平衡状态时的粒子数反转密度为

$$\Delta N = N_u - N_L \simeq N_G^2 \sigma_{ii}^* v_{ir} t_{Au} \quad (34)$$

代入(24)式, 得到阈值条件的具体形式为

$$N_G^2 \sigma_{ii}^* v_{ir} t_{Au} \geq (1 + KL) / \sigma_{sL} \quad (35)$$

在此过程中假设了 $g_u = g_l$ 。

从目前的离子束技术水平来看, 在能量上大约需要一百倍于目前可能得到的离子流, 才能产生足够大的光增益。

3. 电子碰撞激发

激光等离子体电子同原子的内壳层电子

碰撞, 从而有选择地在内壳层形成空位。我们来看如图 6 所示的三能级系统^[24]。设能级 1 和 2 是被电子充满的两个内壳层, 3 是在能级 2 以上的所有能级, 其中有的被电子充满, 有的未占满。使用激光等离子体电子碰撞, 在 1→3 和 2→3 能级间进行双泵浦, 在 2→1 跃迁上辐射 X 射线激光。为在 2 和 1 能级间形成粒子数反转, 显然要求必须有快的 3→2 跃迁, 这可以通过奥格跃迁实现, 所以阈值功率较低。

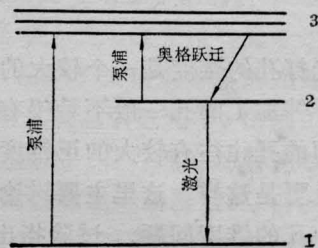


图 6

这是一个原则设想, 还没有指出一种具体的工作物质原子; 同时, 自由电子的能量分布是宽的, 在激发过程中, 它对原子的内壳层以外的电子的效应, 是要明确考虑的。

(未完待续)

(上接第 64 页)

6. 小型氦-氖激光器的最佳设计 (湖南大学激光科研组)

本文对小型全内腔氦-氖激光器的结构参数、放电参数和最佳透过率的选择原则做了定性讨论并提出了相应的判据。还讨论了稳定功率和延长寿命的问题。

7. HNT-2 型便携式激光电源 (武汉师范学院电子仪器厂)

HNT-2 型便携式 He-Ne 激光电源, 是以压电陶瓷变压器为主体的电源变换器, 具有良好的电特性, 在 24 伏直流输入时, 可有 0~12 千伏连续可调直流高压输出, 其最大输出功率达 20 瓦。因此, 可使 230~250 毫米的 He-Ne 管工作, 输出电流为 0~8 毫安 (连续可调), 不需其他激发装置。体积: 180×128×75 毫米³, 重量: 1.3 公斤。