

关于X射线激光的放大问题

黄永楷

(中国科学院上海光机所)

Problems on X-ray laser amplification

Huang Yongkai

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

提要: 详细讨论了在X射线激光放大过程中利用超短脉冲泵浦所存在的问题, 建议了一种同步泵浦行波放大方案。给出了描述X射线激光放大非线性偏微分方程的近似解。比较了同时泵浦与同步泵浦在不同泵浦脉宽条件下行波放大的计算结果。考虑了有关实验的关键问题。

关键词: X射线激光; 同步泵浦; 行波放大

一、引言

在X光区, 由于自发辐射跃迁几率与波长的三次方成反比, 因而激活粒子的能级寿命极短。例如, 对10 nm波长X光的自发辐射寿命为 $\tau=10^{-11}$ s, 而对1 nm波长的X光, 则降为 $\tau=10^{-14}$ s。正因为激发态寿命太短, 这才给X光区的激光器运转带来了极大的困难。这里主要面临两大难题: 一是实现粒子数反转困难。按常规泵浦方式, 实现这种反转的可能性是很小的。为了解决这一问题, 十几年来科学家们已提了不少有效方法^[1,2], 并且已在实验上获得了X射线激光输出^[3~6]; 二是难以利用激光腔来提高受激辐射强度。尤其是当X光的波长达到几nm时($\tau \approx 10^{-13}$ s), 这时不仅不能应用激光腔, 甚至如果不在泵浦方式上想办法, 就连辐射的行波放大也会成问题。因为, 在超短脉冲激

光泵浦下(100 fs~1 ps)^[7]如果光通过激活区长度 x 的时间 $t = \frac{nx}{c}$ (n ——介质折射率) 大于激发态寿命 τ , 即 $t > \tau$ 时, 激活介质后面一段的激活粒子将对行波放大无效, 不但如此, 即使是 $\tau \sim t$ 的情况, 损耗也会增大 e 倍。因此, 为了解决X光区(< 10 nm)行波放大所面临的这一问题, 本文建议采用一种同步泵浦行波放大法来解决X激光的放大问题; 并通过求解X射线激光放大的非线性偏微分方程, 证明了一般同时泵浦所存在的主要问题, 以及同步泵浦所带来的根本好处; 同时还对有关实验的关键问题进行了考虑。

二、X光行波放大同步泵浦法

我们知道一个水平传输的平面波光束通过某种转换, 欲使波面两侧的光线产生一种

收稿日期: 1987年8月19日。

前后的时间延迟(或者时差),除最近 Schäfer 提出的锥体法外^[8],最简单的就是利用色散棱镜^[9]和光栅的衍射效应^[10]。图1示出了大家熟知的平面衍射光栅的各个参量的示意图,其中 d_1 、 d_2 分别为入射和衍射光束直径,在用柱透镜聚焦的情况下, d_2 亦等于靶长, α 、 β 分别为入射角和衍射角, b 为照明范围, l 为光栅常数, L 为线聚焦打靶聚光系统。 S 为延时波面, T 为线靶。下面我们推导满足同步泵浦的衍射光束各个参量的匹配公式。中心思想是当 d_1 和 d_2 , 或激光打靶的靶长已经给定时,应当选用多大的入射角 α 方能满足同步激发的要求。因为这里有两个未知数 α 和 β , 故需解两个联立方程。根据图1所示的几何参数和光栅衍射理论,我们有

$$l(\sin \alpha \pm \sin \beta) = \lambda, \quad (1)$$

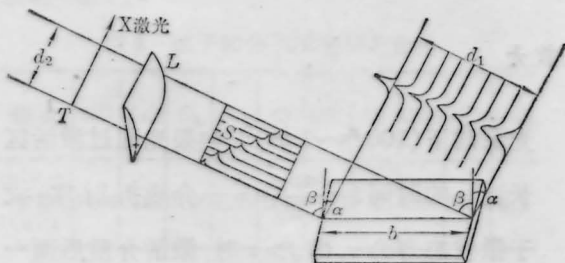


图1 同步泵浦 X 射线行波放大装置示意图

其中 λ 为泵浦光波长。要使泵浦光与 X 光在等离子体增益介质中的传输同步,故要求(见图1)

$$b(\sin \alpha \pm \sin \beta) = nd_2, \quad (2)$$

其中, b 为泵浦光束照明光栅的范围, n 为等离子体对 X 激光的折射率。由图1可知

$$b = \frac{d_1}{\cos \alpha}. \quad (3)$$

利用(1)~(3)式,我们可以求得

$$\cos \alpha = \frac{\lambda}{l} \cdot \frac{d_1}{nd_2}, \quad (4)$$

这样便能方便地求得泵浦光的入射角和衍射角,例如,若 $d_1 = 100 \text{ mm}$, $d_2 = 31.8 \text{ mm}$,

$n = 1$, 衍射光栅 $l = \frac{1}{600}$ (即 600 条/mm), $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$, 则由(4)式求得, $\alpha = 0$, $\beta = 18.54^\circ$ 。

三、X 射线激光行波放大变率方程

虽然讨论激光行波放大的理论已做过一些工作^[11,12],但专门讨论超短泵浦和超快弛豫的 X 射线激光的行波放大过程,据作者所知,至今尚未见有报道。基于前面引言中阐述的理由,我们下面将讨论在同时泵浦和同步泵浦两种情况下的 X 射线激光的行波放大行为。

3.1 同时泵浦行波放大

X 射线激光行波放大的变率方程,在考虑到放大损耗、反转粒子弛豫和泵浦效应时,按[11]有

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} = (\sigma n(x, t) - \gamma) I(x, t), \quad (5)$$

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = -\sigma n(x, t) I(x, t) - \frac{n(x, t) - n_0(t)}{\tau}, \quad (6)$$

式中, $I(x, t)$ ——光子流密度, $n(x, t)$ ——反转粒子密度, σ ——X 光受激发射截面, τ ——自发辐射寿命, γ ——损耗系数(包括吸收和散射等)。(5)式右边第二项为放大损耗,(6)式右边第二、三分别为自发辐射衰减弛豫和泵浦效应。这是一个非线性方程,一般没有解析解。但是我们可以根据不同条件,在作一些近似后能够求出它们的简单表示式。下面我们研究三种情况:

a. 当泵浦脉冲时间 $t_p \gg \tau$ 时,在脉冲期内反转粒子的变化率 $\partial n / \partial t$ 比起 $(n - n_0) / \tau$ 来要小,这时可以近似地令 $\partial n / \partial t = 0$,此乃一般的稳态情形。由(6)式得

$$n = \frac{n_0}{1 + \sigma \tau I}. \quad (7)$$

利用全微分算符

$$\frac{d}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t},$$

我们可将(5)式写成

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dx} = \sigma n - \gamma \quad (8)$$

其中 $\frac{1}{I} \frac{dI}{dx}$ 表示单位长度的增益系数, 用 g 表示, 考虑到(7)式得

$$g = \frac{1}{I} \frac{dI}{dx} = \sigma n - \gamma = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_0}} - \gamma, \quad (9)$$

其中 $I_0 = \frac{1}{\sigma \tau}$, $g_0 = \sigma n_0$ 。当信号强度增大到

$$\frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_0}} = \gamma \quad (10)$$

时, 信号将不再增大, 被限制在确定的水平上。由(10)式可以求得饱和光子密度

$$I_s = I_0 \left[\frac{g_0}{\gamma} - 1 \right]. \quad (11)$$

这时, 放大介质提供的增益已完全被消耗了。

b. 当 $t_p \ll \tau$ 时, 反转粒子的弛豫及光泵效应 $(n - n_0)/\tau$ 可以忽略不计。在这种情况下, 由(6)式可得

$$n = n_0 e^{-\sigma \int_{-\infty}^t I dt}, \quad (12)$$

应用全微分算符和(12)式, 由(5)式得

$$\frac{dI}{dx} = I \sigma n_0 e^{-\sigma \int_{-\infty}^t I dt} - \gamma I. \quad (13)$$

我们令 $E(x) = \int_{-\infty}^x I dt$ 代表单位面积光子数, 边界条件是

$$I(0) = 0, \quad E(0) = \int_{-\infty}^0 I(t) dt = 0,$$

于是得

$$\frac{dE(x)}{dx} = n_0 \{1 - e^{-\sigma E(x)}\} - \gamma E(x). \quad (14)$$

这是一个非线性方程, 只能求数值解, 但是当入射信号很弱或很强时, 则可以求近似解。

当入射信号很弱时, $\sigma E(x) \ll 1$, 故有

$$e^{-\sigma E(x)} \approx 1 - \sigma E(x),$$

于是

$$\frac{dE(x)}{dx} = \sigma E(x) n_0 - \gamma E(x) \quad (15)$$

故得

$$E(x) = E_0 e^{(\sigma n_0 - \gamma)x}, \quad (16)$$

它表明在弱信号入射时, 放大呈指数式增长。

当强信号输入时, $\sigma E(x) \gg 1$, $e^{-\sigma E(x)} \approx 0$, 由(14)式得

$$\frac{dE(x)}{dx} = n_0 - \gamma E(x) \quad (17)$$

积分后得

$$E(x) = \frac{n_0}{\gamma} (1 - e^{-\gamma x}) + E_0 e^{-\gamma x}. \quad (18)$$

虽然在这种情况下得到的最大输出要比 n_0/γ 略小。

c. 当 $t_p \sim \tau$ 时, 这是本文要重点研究的问题, (6)式右边的 n/τ 项不能忽略, 但 n_0/τ 项, 考虑到复合泵浦产生的粒子反转是在泵浦脉冲之后形成的特点^[1]却是可以忽略的, 于是(6)式变成

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = -\left(\sigma I(x, t) + \frac{1}{\tau}\right) n(x, t). \quad (19)$$

对(19)式积分得

$$n(x, t) = n_0(t) e^{-\sigma \int_{-\infty}^t I(x', t') dt'} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (20)$$

同前面的作法一样, 用

$$E(x, t) = \int_{-\infty}^t I(x, t') dt'$$

和全微分算符

$$\frac{d}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t},$$

将(20)式代入(5)式得

$$\begin{aligned} \frac{dI(x, t)}{dx} &= I(x, t) [\sigma n_0 e^{-\sigma E(x, t)} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}] - \gamma I(x, t). \end{aligned} \quad (21)$$

用 $E(x, t)$ 代替 $I(x, t)$ 改写(21)式得

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E(x, t)}{dt^2} &= \frac{dE(x, t)}{dt} \left[c n_0 e^{-\sigma E(x, t)} e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \\ &\quad - \gamma \frac{dE(x, t)}{dt}, \end{aligned} \quad (22)$$

对(22)式积分后得

$$\frac{dE(x, t)}{dt} = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} (1 - e^{-\sigma E(x, t)}) - \gamma E(x, t) \quad (23)$$

对超辐射放大而言, 条件 $\sigma E(x, t) < 1$ 成立, 于是解(23)式可得

$$E(x, t) = E_0(t) e^{(\sigma n_0 - \gamma) x e^{-\frac{t}{\tau}}}. \quad (24)$$

由(24)式可见, 如果观测时间 $t < \tau$, 则 $e^{-\frac{t}{\tau}} = 1$, 因此(24)式与(16)式相同; 如果 $t > \tau$, 则 $e^{-\frac{t}{\tau}} = 0$, 于是 $E(x, t) = E_0(t)$, 即毫无放大。这意味着, 当增益介质的长度 $x = ct > c\tau$ 时, 后面一部分介质的反转粒子皆由自发辐射而损耗, 对放大 X 射线激光毫无贡献。这就是同时泵浦行波放大的主要缺点。它的另一个缺点, 是对超辐射放大来说, 激光将在两端同时输出。为了克服这些困难, 采用同步泵浦行波放大方案, 就是十分必要的了。

3.2 同步泵浦行波放大

为要获得高功率 X 射线激光输出, 增长增益介质长度是可能采取的主要措施之一。为了取消同时泵浦行波放大所产生的限制, 因此, 必须利用同步行波泵浦方案。下面我们从(24)式出发来讨论这一方案的合理性。前面我们已经提到过, 同步泵浦行波放大的基本要求是要确保放大光的向前传播速度与增益介质粒子反转沿轴线的移动速率相等。在同步泵浦情况下, 泵浦的延迟实际上等效于工作介质总自发辐射衰减寿命的延长, 因此(24)式中的因子 $e^{-\frac{t}{\tau}}$ 便变成 $e^{-\left(\frac{1}{1+\tau/t}\right)}$, 于是行波泵浦放大方程可写成

$$E(x, t) = E_0 e^{(\sigma n_0 - \gamma) x e^{-\left(\frac{1}{1+\tau/t}\right)}}, \quad (25)$$

或

$$E(x) = E_0 e^{(\sigma n_0 - \gamma) x e^{-\left(\frac{1}{1+\tau/x}\right)}}. \quad (26)$$

这是我们得到的主要结果。由(25)式可见, 当 $\tau \gg t$ 时, $e^{-\left(\frac{1}{1+\tau/t}\right)} = 1$, 这时与同时泵浦的(16)式相同; 但当 $\tau \ll t$ 时, $e^{-\left(\frac{1}{1+\tau/t}\right)} = \frac{1}{e}$, 这时, $E(x)$ 仍随 x 指数式放大。可见, 利用同步泵浦不仅可以取消同时泵浦对放大介质长度的限制, 提高 X 射线激光的功率, 而且这种输出还是单方向的, 对应用来说将更加方便。除此以外, 利用这种方法还可能压缩 X 激光脉宽, 进一步提高峰值功率。

四、实验考虑

4.1 激光器系统

目前的超短脉冲高功率激光器系统已能在实验台大小的装置上实现太瓦级 (10^{12} W) 以上的激光功率输出, 聚焦功率密度已达 10^{18} W/cm²; 并且确信, 这种激光系统完全有可能将输出功率提高到 10^{15} W, 聚焦功率可达 10^{23} W/cm²[33]。显然, 利用这样的系统进行 X 射线激光同步泵浦行波放大实验是非常合适的。Hora 曾对利用超短脉冲准分子激光器 (100 fs ~ 1 ps) 泵浦 X 射线激光的阈值功率作过估计[34], 计算表明, 对 $\lambda = 1$ nm 的 X 射线激光, 根据普通激光 → 自发辐射 X 射线 → X 射线激光的转换机制, 用 20 μm 直径的靶, 所需的激光功率约为 10^{14} W (100 J), 计算精度正负相差 1 个量级。

4.2 靶的选择

目前用于产生 X 射线激光的元素已试过多种[3], 靶的构型亦作过一些有益的探索, 如果我们选用的 X 射线激光在 4 ~ 10 nm 的范围内, 则选用类 Ni 稀土离子则可能是很有希望的[35]。在用柱面镜聚焦打靶的条件下, 选用薄膜靶[4]是恰当的。考虑到冷阱[36]给反转带来的好处, 可以将薄膜靶贴在一段带小槽 (槽宽 40 ~ 80 μm, 槽深 ~ 100 μm) 的铜棒上。

4.3. 同步泵浦的精度要求

进行同步泵浦需要保证必要的精度,否则,不仅会影响放大效率,甚至使放大完全中断。这里,尽管从泵浦到粒子数反转出光有一个很短的时间过程,但它是一个常数,对同步精度没有影响,唯一影响精度的是泵浦脉冲冲到达激活介质与 X 射线激光在介质中传输的同时性。这里的判据是,两者之间的相差,当 X 射线激光从一端传到另一端时,泵浦光不得延迟或超前一个脉宽 Δt 。如果我们将此换成上述光栅的调节精度,根据(2)式,设入射角 $\alpha = 90^\circ$,得

$$b \sin \beta = n d_2 \quad (27)$$

对(27)微分,得

$$b \cos \beta \Delta \beta = \Delta(n d_2) = c \Delta t$$

即

$$\Delta \beta = \frac{c \Delta t}{b \cos \beta} \quad (28)$$

令 $\Delta t = 10^{-12} \text{ s}$, $b = d_1 = 10 \text{ cm}$, $\beta = 18.54^\circ$, 则 $\Delta \beta = 3.2 \text{ mrad}$ 。显然,这一调整精度是很容易达到的。

五、结 论

上面我们研究了 X 射线激光放大过程中存在的问题,以及这些问题在同时泵浦和同步泵浦两种情况下的表现。得出,在超短脉冲泵浦下,同步泵浦行波放大具有很大的优越

性。在实验方面,利用光栅-柱透镜系统,是进行同步泵浦的一种简单有效的方案。这里的研究,不仅对 X 射线激光,而且对普通的短能级寿命的染料激光放大系统亦具有一定的意义。

参 考 文 献

- 1 F. V. Bunkin, V. I. Derzhiev and S. I. Yakovl-enko, *Sov. J. Quant. Electr.*, **11** (8), 981 (1985)
- 2 黄永楷,雷仕湛,科学杂志, **38**(1), 43(1986)
- 3 M. D. Rosen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(2), 106 (1985)
- 4 D. L. Matthews *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(2), 110(1985)
- 5 J. P. Apruzese *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **55** (18), 1877 (1985)
- 6 *Phys. Today*, (3), 17(1985)
- 7 F. P. Schäfer, *Journal De Physique, Colloquch, Suppliment au n 10, Tome 47, Oct., 1986, p6~149*
- 8 F. P. Schäfer, *Appl. Phys.*, **B39**, 1(1986)
- 9 Zs. Bor and B. Rácz, *Opt. Commun.*, **54**(3), 165 (1985)
- 10 Zs. Bor *et al.*, *Appl. Phys.*, **B32**, 101(1983)
- 11 L. M. Frántz and J. S. Nodvik, *J. Appl. Phys.*, **34**(8), 2346(1963)
- 12 “固体激光导论”,《固体激光导论》编写组,上海人民出版社,1975,第五章
- 13 *LaserFocus/Electro-Optics*, **23**(7), 8 (1987)
- 14 H. Hora, SPIE-Conf. “Soft X-ray Optics and Technology”, 8~11, Dec., 1986, Berlin
- 15 S. Maxon *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **59**, 293 (1986)
- 16 谭维翰 *et al.*, 中国激光, **14**, 575 (1987)

“激光在生命科学中的应用”国际会议征文启事

“激光在生命科学中的应用”国际会议将于1989年7月18日至21日在广州召开。会议是由中国国家自然科学基金委员会和中国物理学会广东分会发起,并与意大利激光外科与医学学会、美国光学学会合作主办的,主要探讨激光在生命科学中的基础研究与应用的最新进展,内容包括:激光与生物物质(包括分子、细胞、组织与器官)的相互作用;激光在生物学中的应用;激光在农业与畜牧业中的应用;

激光显微外科;激光微束技术及其应用;激光装置与诊断仪器;光纤技术及其在激光医学与激光生物学中的应用;生物物质及人体组织的光学性质等。

征文要求寄中文全文,中英文摘要,中文摘要限在500字以内,英文摘要限在500个印刷符号以内,截稿日期:1989年3月10日。

征文请寄:广州市华南师范大学量子学研究所,ICLLS'89会议秘书处马天驰。