

用负温度高能离子束的相对论多普勒效应 实现从红外到 X 射线连续调谐激光器*

李 福 利

(中国科学技术大学)

提 要

利用负温度高能离子束的相对论多普勒效应, 可能实现从红外到 X 射线连续调谐激光器. 调谐范围 $\Delta\nu_T = 2\nu_0\beta\gamma$. 离子束从零到 c 调速时, 激光频率为 $0-\infty$. 本文给出了激光参数的相对论变换式, 计算了负温度相对论离子束激光器的增益、阈值和输出特性, 提出了用激光束对相对论离子束进行共振激发的方法, 并讨论了 He^+ 离子束及 Ar^+ 离子束激光器的设计参数.

一、引 言

探讨激光新机理、新波段、新器件, 是激光物理的重要研究课题.

本文把爱因斯坦的受激辐射理论与狭义相对论结合^[1,2], 提出了利用负温度的高能离子束辐射的相对论多普勒效应实现从红外到 X 射线连续调谐的激光器的原理, 简称相对论离子激光器.

这种相对论离子激光器的单色亮度将比同步辐射的亮度高几个数量级.

与一般的 X 射线激光方案比较, 相对论离子激光器的立体发散角比前者小几个数量级.

与自由电子激光器比较, 自由电子激光器波长越短增益越低, 而且电子辐射引起电子速度降低使输出下降. 相对论离子激光器不需要周期磁场, 散射损耗小, 离子速度变大时激光波长变短, 且输出功率增大. 但前者效率高. 当 $\lambda \approx 10 \text{ \AA}$ 时, 前者需 $10^{10} \text{ \AA/cm}^2$ 流强^[3], 后者需强离子流.

二、基 本 原 理

设有一离子束, 一方面它们在两个能级间是粒子数反转的, 并且超过激光阈值条件, 因而可发射激光. 另一方面, 离子又做定向高速运动, 因此又有相对论多普勒效应. 这样, 从离子束前方可接收到波长缩短了紫移激光, 在离子束后方可接收到波长变长了的红移激光. 调节离子速度, 即可得到调谐激光.

* 1979年2月21日收到.

根据具体情况,可用无腔式、有腔式、环形腔(图 1),或布喇格腔^[4]激光器.

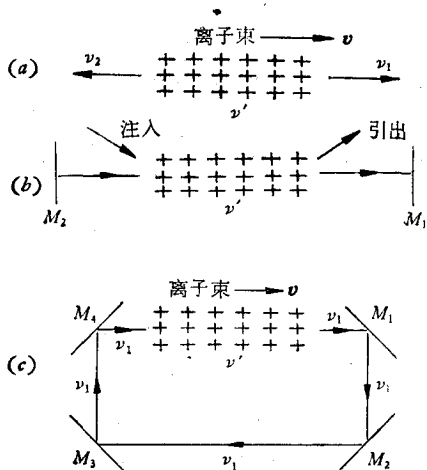


图 1 离子束激光器结构示意图

令离子速度是 v , $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. 由于辐射的相对论多普勒效应,紫移激光频率 ν_1 和红移激光频率 ν_2 分别为^[2]

$$\nu_1 = \nu' \gamma (1 + \beta), \quad \nu_2 = \nu' \gamma (1 - \beta), \quad (1)$$

式中 ν' 是在离子静止系中的辐射频率,当离子的速度在 $0-v$ 间调节时,激光调谐范围为

$$\Delta\nu_T = \nu_1 - \nu_2 = 2\nu_0 \beta \gamma. \quad (2)$$

若离子束从低速调节到 c 时,原则上激光频率为 $0-\infty$. 以 He 的一价离子 He^+ 为例,

$$\lambda' = 4687.8 \text{ \AA}, \quad \beta = 0-0.99, \quad \lambda = 6.6 \mu\text{m}-332 \text{ \AA};$$

$$\lambda' = 304 \text{ \AA}, \quad \beta = 0-0.99, \quad \lambda = 4290-21 \text{ \AA}.$$

考虑到多普勒效应,图 1(b) 中离子发射的光射到右腔片 M_1 时,频率是 ν_1 ,经反射再射向离子时,

离子接收到的频率为 $\nu' \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right)$, 不能被放大,但右腔片 M_1 反射的光射到 M_2 , 再经反射,离子接收到的频率又变为 ν' , 又能被放大. 同样可以分析图 1(c) 中的离子束环行一周再回到离子束时,频率仍变为 ν' , 可被放大.

三、激光物理参数的相对论变换

为了计算相对论离子束激光器的增益、阈值和输出特性,需要给出激光物理参数的相对论变换式.

设参考系 K' 相对于 K 以速度 v 运动, $v \parallel x$, 若一个激光器固定在 K' 中, K' 是本征参考系. 已知 K' 中的激光参数,可以求出在 K 中接收到的激光参数(见图 2).

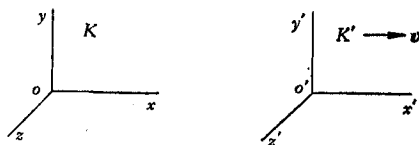


图 2

1. 频率与谱线宽度

K' 中的激光频率为 ν' , 谱线宽度为 $\Delta\nu'$, 由于辐射的相对论多普勒效应, 在 K 中接收到的激光频率 ν_1, ν_2 由 (1) 式给出, K 中接收到的激光线宽

$$\Delta\nu_1 = \Delta\nu' \gamma (1 + \beta), \quad \Delta\nu_2 = \Delta\nu' \gamma (1 - \beta). \quad (3)$$

显然, 在 K' 和 K 中的相对谱线宽度不变, 即

$$\Delta\nu/\nu = \Delta\nu'/\nu', \quad \Delta\lambda/\lambda = \Delta\lambda'/\lambda'.$$

2. 脉冲宽度

K' 中的激光脉宽为 $\Delta t'$, 由于时间膨胀(时钟变慢)效应^[2], 在 K 中测量到激光脉宽是

$$\Delta t = \Delta t' \gamma. \quad (4)$$

3. 光束发散角

在 K' 中激光发散角为 $\Delta\theta'$, 由于光行差效应^[2], 在 K 中接收到的激光发散角为 $\Delta\theta$,

$$\operatorname{tg} \Delta\theta = \frac{(\sin \Delta\theta') \sqrt{1 - \beta^2}}{\cos \Delta\theta' + \beta}. \quad (5)$$

由于激光发散角 $\Delta\theta'$ 很小, $\Delta\theta' \approx 0$, 则有

$$\Delta\theta_1 = \Delta\theta' \gamma (1 - \beta), \quad \Delta\theta_2 = \Delta\theta' \gamma (1 + \beta). \quad (6)$$

由此可知, 紫移激光发散角变小, 红移激光发散角变大。这正是高速运动的光源的前灯效应, 即光线往光源前进方向集中。

4. 粒子数密度及流密度

若在 K' 中激光介质长度为 l' , 由于长度收缩效应^[2], 在 K 中测量到激光介质长度 $l = l' / \gamma$, 但是 $s = s'$, 所以在 K 中测量到的粒子数密度 N 及流密度 i 分别为

$$N = N' \gamma, \quad i = N' \gamma v. \quad (7)$$

(7) 式也可用于计算脉冲光子数密度及光强。

四、增益和阈值

1. 增益

设在实验室坐标系中高能离子束的能散度是 $\Delta E / E$, 离子静止质量为 M_0 , 则离子能量

$$E = M_0 c^2 \gamma. \quad (8)$$

离子束速度的均匀度为

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \frac{\Delta E}{E}. \quad (9)$$

由 (1) 式和 (9) 式可得到多普勒加宽(自发辐射),

$$\frac{\Delta \nu_1}{\nu_1} = \frac{\beta}{1 - \beta^2} \frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{1}{\beta} \frac{\Delta E}{E}, \quad (10)$$

$$\frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_2} = \frac{\Delta \nu_1}{\nu_1} = \frac{1}{\beta} \frac{\Delta E}{E}. \quad (11)$$

但 $\left| \frac{\Delta \nu_2}{\nu_2} \right| = \left| \frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_2} \right|$, 所以

$$\frac{\Delta \nu_2}{\nu_2} = \frac{1}{\beta} \frac{\Delta E}{E}. \quad (12)$$

由于在相对论变换时, $\Delta \nu / \nu = \Delta \nu' / \nu'$, 所以在本征参考系 K' 中, 相对线宽为

$$\frac{\Delta \nu'_2}{\nu'_2} = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\Delta E}{E} \right). \quad (13)$$

由于多普勒加宽属于非均匀加宽, 在 K' 中的受激辐射截面^[5]为

$$\sigma' = \frac{\sqrt{\pi \ln^2 c^2}}{4\pi^2(\nu')^2(\Delta\nu'_s)\tau'_s}, \quad (14)$$

其中 $\Delta\nu'_s$, τ'_s 分别是离子静止系 K' 中的荧光线宽与寿命. 将 (13) 式代入 (14) 式, 得

$$\sigma' = \frac{\sqrt{\pi \ln^2 \beta c^2}}{4\pi^2(\nu')^3\tau'_s \left(\frac{\Delta E}{E}\right)}. \quad (15)$$

增益系数为

$$G' = \Delta N' \sigma' = \Delta N' \frac{\sqrt{\pi \ln^2 \beta c^2}}{4\pi^2(\nu')^3\tau'_s \left(\frac{\Delta E}{E}\right)}, \quad (16)$$

其中 $\Delta N'$ 是在 K' 中的反转离子数密度.

2. 损耗

在离子静止系 K' 中考虑损耗. 反射镜的反射率是洛伦兹不变量. 若谐振腔的反射镜的反射率 $R'_1 = R'_2 = R' \approx 1$, 则透射损耗为 $(1 - R') = (1 - R)$.

由于在 K' 中, 光子能量 $h\nu'$ 远小于离子的吸收限, 即 $h\nu' \ll h\nu'_K$, 因此对于环形腔, 完全可以忽略光电损耗. 对于非环形腔, 紫移激光经前腔片反射再射向离子束时, 离子接收到的频率为 $\nu' \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)$, 当 $h\nu' \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \ll h\nu'_K$ 时, 仍可忽略光电损耗.

只有当 $h\nu' \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \approx h\nu'_K$ 时, 才需考虑光电损耗. 光电损耗截面为

$$\sigma_e \approx \frac{6.31 \times 10^{-18}}{z^2} \left(\frac{\nu_K}{\nu'}\right)^{8/3} \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^{8/3} \text{ cm}^2. \quad (17)$$

此外, 由于光子与高速运动的离子的碰撞, 可产生逆康普顿散射, 散射截面^[6]为

$$\sigma_c \approx \sigma_T \left(1 - 2\Gamma \left(\frac{26}{5}\right) \Gamma^2\right), \quad (18)$$

其中 $\Gamma = h\nu'/Mc^2$, σ_T 是汤姆逊散射截面, 由于离子的质量大, $\sigma_c \approx \sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)^2 \approx 10^{-31} \text{ cm}^2$. 因此逆康普顿散射的损失也可忽略.

3. 有腔激光器的阈值

考虑透射损耗为 $(1 - R)$, 则反转粒子数密度的阈值为

$$\Delta N'_t = \frac{(1 - R)}{\sigma' l'} = \frac{8\pi^2(\nu')^3\tau'_s}{\sqrt{\pi \ln 2} \beta c^2} \left(\frac{\Delta E}{E}\right) \left(\frac{1 - R}{l'}\right). \quad (19)$$

式中考虑到非环形腔, 往返一次, 只有单程放大.

离子束流强的阈值为

$$i_t = \frac{\Delta N'_t \nu}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{8\pi^2(\nu')^3\tau'_s}{\sqrt{1 - \beta^2} c} \left(\frac{\Delta E}{E}\right) \left(\frac{1 - R}{l'}\right). \quad (20)$$

当其它条件一定时, 离子束的能散度 $(\Delta E/E)$ 越小激光器的阈值越低.

4. 无腔激光器的阈值

Allen 指出在相同的反转粒子数密度时,有腔激光器的激光介质长度 l' 与无腔激光器的临界长度 l'_{asc} 有如下的关系^[7]:

$$l'/l'_{asc} = 0.71\delta_l, \quad (21)$$

式中 δ_l 是有腔激光器的单程透射损耗。

因此,若固定激光介质的长度,则无腔激光器的反转粒子数密度的阈值为

$$\Delta N'_t = \frac{1}{0.71\delta_l} \Delta N'_i = \frac{4\pi^2(\nu')^3\tau'_s}{\sqrt{\pi \ln 2} \beta c^2 l'} \left(\frac{1}{0.71} \right) \left(\frac{\Delta E}{E} \right), \quad (22)$$

$$j'_t = \frac{4\pi^2(\nu')^3\tau'_s}{\sqrt{1-\beta^2} c l'} \left(\frac{1}{0.71} \right) \left(\frac{\Delta E}{E} \right). \quad (23)$$

为了使受激放大的自发辐射有明显的优势,一般可取^[3] $\Delta N'\sigma'l' = 20$, 所以有

$$\Delta N' \approx \frac{20}{\sigma'l'} = 20 \left[\frac{4\pi^2(\nu')^3\tau'_s}{\sqrt{\pi \ln 2} \beta c^2 l'} \left(\frac{\Delta E}{E} \right) \right], \quad (24)$$

$$j' \approx \frac{80\pi^2(\nu')^3\tau'_s}{\sqrt{1-\beta^2} c l'} \left(\frac{\Delta E}{E} \right). \quad (25)$$

五、离子束激光器输出特性

为了计算相对论离子束激光器的输出特性,先在离子静止系 K' 中计算激光物理参数,然后再变换到实验室参考系 K 中。

如果在离子静止系 K' 中,激光光子总数为 Φ' , 频率为 ν' , 线宽为 $\Delta\nu'$, 脉宽为 $\Delta t'$, 发散角为 $\Delta\theta'$, 立体发散角为 $\Delta Q'$, 功率为 P' , 功率密度为 I' , 亮度为 B' , 并且定义单色亮度 B'_s 为单位时间、单位频率(或波长)间隔、围绕光线传播方向的单位立体角内、通过垂直于光传播方向的单位面积的激光能量,由相对论变换,便可得在 K 参考系中相应的激光参数 $\Phi, \nu, \Delta\nu, \Delta t, \Delta\theta, \Delta Q, P, I, B, B_s$.

紫移激光参数

$$\Phi = \Phi'$$

$$\nu_1 = \nu' \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}$$

$$\Delta\nu_1 = \Delta\nu' \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}$$

$$\Delta\theta_1 = \Delta\theta' \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$$

$$\Delta Q_1 = \Delta Q' \left(\frac{1-\beta}{1+\beta} \right)$$

$$E_1 = E' \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}$$

红移激光参数

$$\Phi = \Phi'$$

$$\nu_2 = \nu' \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$$

$$\Delta\nu_2 = \Delta\nu' \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$$

$$\Delta\theta_2 = \Delta\theta' \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}$$

$$\Delta Q_2 = \Delta Q' \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right)$$

$$E_2 = E' \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$$

$$\begin{aligned}
\Delta t_1 &= \Delta t' / \sqrt{1 - \beta^2} & \Delta t_2 &= \Delta t' / \sqrt{1 - \beta^2} \\
P_1 &= P'(1 + \beta) & P_2 &= P'(1 - \beta) \\
I_1 &= \frac{P}{\Delta s} = I'(1 + \beta) & I_2 &= I'(1 - \beta) \\
B_1 &= \frac{I_1}{\Delta Q} = B' \frac{(1 + \beta)^2}{(1 - \beta)} & B_2 &= B' \frac{(1 - \beta)^2}{(1 + \beta)} \\
B\nu_1 &= \frac{B_1}{\Delta\nu_1} = B'_\nu \frac{(1 + \beta)^{3/2}}{(1 - \beta)^{1/2}} & B\nu_2 &= B'_\nu \frac{(1 - \beta)^{3/2}}{(1 + \beta)^{1/2}}
\end{aligned}$$

由以上计算结果可知,在相对论变换下,紫移激光的单色亮度大大提高,红移激光的单色亮度则显著降低。或者说,紫移激光的光子简并度大大提高,红移激光的光子简并度显著降低。这主要是由于多普勒频移和光行差效应引起的。

由于光行差效应,紫移激光的光线向离子运动方向集中,红移激光的光线离开 $-\nu$ 方向发散。但是衍射极限是一个协变量, K' 中的衍射极限为 $\Delta\theta'_d = 1.22\lambda'/d'$, K 中的衍射极限为 $\Delta\theta_d = 1.22\lambda/d$, $d = d'$ 。若 K' 中激光束达衍射极限,则在 K 中接收到的紫移激光、红移激光也都是衍射极限的。紫移激光衍射极限为 $\Delta\theta_{d1} = 1.22\lambda_1/d$,红移激光衍射极限为 $\Delta\theta_{d2} = 1.22\lambda_2/d$ 。

对于无腔激光器,激光发散角^[4]近似为 $\Delta\theta' = d'/l'$,

$$\Delta\theta_1 = \frac{d'}{l'} \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} = \frac{d}{l} (1 - \beta). \quad (26)$$

无腔激光器的谱线宽度^[8]为 $\Delta\nu' = \Delta\nu'_s / \sqrt{\Delta N' \sigma' l'}$,由此可得到在 K 参考系中接收到的激光线宽为

$$\Delta\nu_1 = \frac{\Delta\nu'_s}{\sqrt{\Delta N' \sigma' l'}} \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}. \quad (27)$$

其它激光参数,也可先在 K' 中计算,再变换到 K 中。

六、激发方法

为了使相对论离子束处于负温度即粒子数反转,可考虑用激光束对离子束进行共振激发。

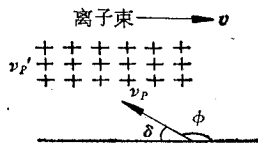


图3 用激光泵浦离子束

用一个激光束激发离子束时,令该泵浦用的激光频率为 ν_p ,泵浦光与离子束成 ϕ 角,与 $-\nu$ 方向成 δ 角,则离子接收到的泵浦光频率^[2]为

$$\nu'_p = \nu_p \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos \phi} = \frac{\nu_p \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \delta}. \quad (28)$$

如果在离子静止系中泵浦频率为 ν_p^* ,为了实现共振激发,光谱匹配条件为

$$\nu_p^* = \nu_p \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \delta}. \quad (29)$$

$$\delta = \cos^{-1} \left[\frac{1}{\beta} \left(1 - \sqrt{1 - \beta^2} \frac{\nu_p}{\nu_p^*} \right) \right]. \quad (30)$$

调节 ϕ 角或 δ 角,即相当于泵浦光的调谐。这样,用实验室中的一个激光器发射的激光束激发相对论离子束时,在离子静止系 K' 中就相当于使用一个可调谐的短波的大功率激光束对离子进行共振激发。当 ν_p 较高, γ 较大时,在 K' 中即相当于在使用一个大功率的可调谐的X射线激光器,原则上可泵浦内壳层甚至核能级。

在一般情况下,若 K 中的泵浦光的单色亮度为 B_{ν_p} ,则在 K' 中,离子接收到的泵浦光的亮度可通过相对论变换得到^[6]

$$B'_{\nu_p} = B_{\nu_p} \gamma^3 (1 - \beta \cos \phi)^3. \quad (31)$$

当 $\phi > 90^\circ$ 时,即升频泵浦, B'_{ν_p} 大大超过 B_{ν_p} , 这有利于对相对论离子束泵浦。

为了达到阈值条件,所需要的泵浦光子流密度的阈值近似为

$$I'_p = \left(\frac{N_i}{N_0} \right) \frac{1}{\sigma'_{\text{eff}} \tau'_i}, \quad (32)$$

式中 N_0 是总离子密度, σ'_{eff} 是离子静止系内用激光束激发离子束的等效激发截面,这可以计算。

这种泵浦方式的优点是共振激发,泵浦光功率高、可聚焦、可调谐。这样可使泵浦功率阈值比用白X光泵浦短波激光^[4]的阈值低许多数量级(例如激光等离子体X光源,需从激光以一定效率转换成X光,这种X光是发散的,不能聚焦也不可调谐,且是“白色”的,因此泵浦的光谱匹配效率也不高)。

七、设计举例

下面以 He^+ , Ar^+ 为例,说明负温度高能离子束激光器的一些特点。

1. He^+ 离子束激光器

He^+ 的原子质量单位是 4, $z = 2$, 在重离子中是较易加速的。 He^+ 是类氢离子,其能级及能级寿命可严格计算出来。

氢原子^[9]的 $n = 4 \rightarrow n = 3$ 的跃迁, $\lambda = 1.87511 \mu\text{m}$; $n = 5 \rightarrow n = 4$ 的跃迁, $\lambda = 4.05 \mu\text{m}$; $n = 6 \rightarrow n = 5$ 的跃迁, $\lambda = 7.40 \mu\text{m}$ 。相应的能级寿命是 $\tau(n = 3) = 1.02 \times 10^{-8} \text{sec}$, $\tau(n = 4) = 3.35 \times 10^{-8} \text{sec}$, $\tau(n = 5) = 8.8 \times 10^{-8} \text{sec}$, $\tau(n = 6) = 19.6 \times 10^{-8} \text{sec}$ 。

类氢离子的

$$\lambda_z = \lambda_H z^{-2}, \quad A_z = A_H z^4, \quad (33)$$

其中 A 是自发辐射系数。由此可知 He^+ 的对应的跃迁的波长及能级寿命。

$$\begin{aligned} n = 4 \rightarrow n = 3, \quad \lambda' &= 4687.8 \text{ \AA}, \quad \tau'(n = 4) = 2.09 \times 10^{-9} \text{sec}, \quad \lambda_p^* = 972.4 \text{ \AA}; \\ n = 5 \rightarrow n = 4, \quad \lambda' &= 1.0125 \mu\text{m}, \quad \tau'(n = 5) = 5.5 \times 10^{-9} \text{sec}, \quad \lambda_p^* = 949.76 \text{ \AA}; \\ n = 6 \rightarrow n = 5, \quad \lambda' &= 1.85 \mu\text{m}, \quad \tau'(n = 6) = 1.25 \times 10^{-8} \text{sec}, \quad \lambda_p^* = 937.82 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

取 $l' = 100 \text{cm}$, 单程损耗为 1%, $\beta = 0.99$, $\frac{\Delta E}{E} = 5 \times 10^{-4}$, 离子束直径为 2mm, 则对

He⁺ 的计算结果见表 1:

表 1

$\lambda'(\mu\text{m})$	$\Delta N'_i(\text{cm}^{-3})$	$\Delta N'_i V$	调谐范围
0.46878	5.5×10^8	1.65×10^9	$6.6\mu\text{m}-332.2\text{\AA}$
1.10125	2.1×10^8	6.3×10^8	$15.5\mu\text{m}-780\text{\AA}$
1.85	7.7×10^7	2.3×10^8	$26.1\mu\text{m}-1311\text{\AA}$

注: $\Delta N'_i V$ 是总的反转离子数.

注意在实验室坐标系中, $l = l' \sqrt{1 - \beta^2} = 14.1\text{cm}$. 总离子数是洛伦兹不变量.

无腔式 He⁺ 离子束激光器, 要求 $\sigma' \Delta N' l' = 5-20$, 由此计算的反转离子数阈值如表 2 所示.

表 2. 反转离子数阈值

$\lambda'(\mu\text{m})$	$\Delta N'_i(\text{cm}^{-3})$	$\Delta N'_i V$	调谐范围
0.46878	$2.8 \times 10^{11} - 1.1 \times 10^{12}$	$8.4 \times 10^{12} - 3.4 \times 10^{13}$	$6.6\mu\text{m}-332.2\text{\AA}$
1.10125	$1.1 \times 10^{11} - 4.1 \times 10^{11}$	$3.3 \times 10^{11} - 1.3 \times 10^{12}$	$15.5\mu\text{m}-780\text{\AA}$
1.85	$3.9 \times 10^{10} - 1.6 \times 10^{11}$	$1.2 \times 10^{11} - 4.8 \times 10^{11}$	$26.1\mu\text{m}-1311\text{\AA}$

因此, 若 He⁺ 的 $\beta = 0.99$, $\Delta E/E = 5 \times 10^{-4}$, $l' = 100\text{cm}$, $d = 2\text{mm}$, 有腔激光器阈值条件要求 He⁺ 的反转离子数为 10^8-10^9 , 这是加速器技术可达到的. 无腔激光器的阈值条件, 要求反转离子数为 10^{11} , 目前加速器技术接近这个水平.

西欧中心已能把氦核加速到 26GeV, 每个脉冲有 5×10^{11} 个氦核, 并且能把 α 粒子 (He⁺⁺) 加速到 40GeV, $\beta = 0.99568$, 每个脉冲的 α 粒子数为 2×10^{10} 个^[10].

可用 Ar 的准分子激光作为泵浦光, $\lambda_p = 1265\text{\AA}$, 激发 He⁺ 的 $n = 6$ 的能级, 光谱匹配角 $\delta = 25^\circ 42'$.

He⁺ 的 2P-1S 跃迁的 $\lambda' = 304\text{\AA}$, 若 $\beta = 0.99$, 则激光频率为 $4290-21\text{\AA}$, 但需要 He⁺ 离子束的 $\Delta E/E = 10^{-4}$, 反转离子数为 10^{15} 个.

2. Ar⁺ 离子束激光器

一般的 Ar⁺ 激光器, $\lambda' = 4880\text{\AA}$, $\tau' = 5.75 \times 10^{-9}\text{sec}$, 取单程损耗为 1%, 离子束的 $\beta = 0.90$, $\Delta E/E = 10^{-4}$, $d = 2\text{mm}$, $l' = 200\text{cm}$, 阈值条件为 $\Delta N'_i = 4.1 \times 10^8\text{cm}^{-3}$, $\Delta N'_i V = 2.5 \times 10^9$, 调谐范围可达 $2.127\mu\text{m}-1120\text{\AA}$.

无腔式 Ar⁺ 离子束激光器, 要求 $\Delta N'_i = 2.1 \times 10^{11}-8.4 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$, $\Delta N'_i V = 1.26 \times 10^{12}-5.0 \times 10^{12}$.

为了把 Ar⁺ 从基态泵浦到激光上能级, $\lambda_p^* = 333.3\text{\AA}$. 若用 Ar 的准分子激光泵浦, 则光谱匹配条件要求 $\delta = 10^\circ 37'$.

八、讨 论

1. 利用高能离子束辐射的相对论多普勒效应进行激光的变频和调谐,在原则上是可能的. 现有的激光器,激发态的原子或离子是低速运动的. 现有的高能离子束是高速运动的,却是未激发的. 开展对激发态高能离子束的理论和实验研究,是有意义的. 随着高能离子加速器的发展,有可能制成从红外到X射线连续调谐的负温度高能离子束激光器. 当离子的 γ 值足够大时,原则上也可用激光束对离子束的内壳层甚至核能级进行共振激发.

2. 由于相对论粒子辐射的“前灯”效应,激发态的高能离子束的自发辐射也可能得到应用. 例如, 10^{13} 个激发态的 Ar^+ 离子,当 $\beta = 0.99$ 时,辐射波长 $\lambda = 350 \text{ \AA}$,有 690 W 的自发辐射能量集中在 $0^\circ - 8^\circ 6'$ 内. 10^{13} 个激发态的 He^+ ,当 $\beta = 0.999$ 时, $\lambda \approx 120 \text{ \AA}$,有 2000 W 的自发辐射的X光能量集中在 $0^\circ - 2^\circ 33'$ 内,并且是线状谱.

3. 负温度相对论离子束激光亮度,将比同步辐射的亮度高几个数量级. 因为前者是线状谱,后者是连续谱.

例如,设 He^+ 离子束的 $d' = 2 \text{ mm}$, $l' = 100 \text{ cm}$, $\Delta E/E = 10^{-3}$, $\Delta N'\sigma'l' = 20$, $\lambda = 1311 \text{ \AA}$,有 10^{10} 个 He^+ 发射光子,则

$$\Delta\theta' \approx d'/l' \approx 2 \times 10^{-3} \text{ rad},$$

$$\Delta\theta = \Delta\theta' \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = 10^{-4} \text{ rad}, \quad (34)$$

$$\Delta\nu' = \Delta\nu'_l / \sqrt{\Delta N'\sigma'l'} = 10^{-3}\nu' / \sqrt{20},$$

$$\Delta\nu/\nu = 2.23 \times 10^{-4}, \quad \Delta\lambda = 0.29 \text{ \AA}. \quad (35)$$

$$\frac{\text{光子数}}{\text{秒} \cdot \text{埃} \cdot 1 \text{ 毫弧度} \cdot 1 \text{ 毫弧度}} \approx 10^{20}.$$

同步辐射在 $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ 附近的光谱分布^[11]为

$$\frac{\text{光子数}}{\text{秒} \cdot \text{埃} \cdot 1 \text{ 毫弧度} \cdot 1 \text{ 毫弧度}} \approx 10^{11}.$$

另外,负温度相对论离子束激光器与其它X射线激光器方案比较,前者可调谐,后者不可调谐. 前者的发散角很小(前灯效应),后者的发散角很大. 例如,一般的等离子体膨胀式X射线激光方案^[4], $d \approx 50 \mu\text{m}$, $l \approx 1 \text{ mm}$, $\theta \approx d/l = 50 \text{ mrad}$,比离子束激光器发散角大 5×10^2 倍,立体角大 2.5×10^5 倍.

4. 宇宙空间存在负温度介质. 当密度足够高的激发态的原子或离子以接近光速运动时,将发射激光. 紫移激光可为X激光或 γ 激光,红移激光可为微波. 因此,本文的概念对天体物理中的辐射问题也有联系.

5. 离子加速器技术正在发展,且有广阔前景. 为了发展离子束聚变,得失相当条件要求离子束功率为 $6 \times 10^{14} \text{ W}$,能量为 10 J 脉冲离子数远大于 10^{15} . 这将为相对论离子束激光器带来新的前景.

此外,用激光激发高能离子束,使激发态离子束产生“相干自发辐射”也是可能的,它与激光有相似的性质.

总之,相对论离子激光器原则上是可能的,为了制成这种激光器,还要克服许多困难.

曾与本校相对论天体物理组尤俊汉和周又元同志,加速器专业金玉明同志,物理系李志超、郭光灿同志进行过讨论,一并致谢.

参 考 文 献

- [1] A. 爱因斯坦,相对论的意义,科学出版社,1961年.
- [2] P. G. 柏格曼,相对论引论,人民教育出版社,1961年.
- [3] G. Chapline, L. Wood, *Physics Today*, **28** (1975), 40.
- [4] R. W. Waynant, R. C. Elton, *Proc. IEEE*, **64** (1976), 1059.
- [5] A. Yariv, J. P. Gordon, *Proc. IEEE*, **51** (1963), 4.
- [6] 中国科学技术大学天体物理组编,天体物理中的辐射过程.
- [7] Coherence and Quantum Optics, Edited by L. Mandel and E. Wolf.
- [8] A. Yariv, R. C. C. Leite, *J. Appl. Phys.*, **34** (1963), 3410.
- [9] G. 赫兹堡,原子光谱与原子结构.
- [10] CERN COURIER, **16** (1976), No. 4.
- [11] E. E. Koch, C. Kunz, *Physics Reports*, **29C** (3) (1977).

CONTINUOUSLY TURNABLE LASER FROM INFRARED TO X-RAY REGION BY USING THE RELATIVISTIC DOPPLER EFFECT OF HIGH ENERGY ION BEAM IN NEGATIVE TEMPERATURE STATE

LI FU-LI

(China University of Science and Technology)

ABSTRACT

It is shown that a laser by using the relativistic Doppler effects of high energy ion beam in negative temperature state will be continuously turnable from infrared to X-ray region. The turnability range is $\Delta\nu_r = 2\nu_0\beta\gamma$. The relativistic transform of the laser parameters are given, and the gain, threshold and output parameters of the relativistic ion beam laser are calculated in the present work. The methods to excite ion beam by means of laser are analysed. The design of He^+ and Ar^+ ion beam lasers are also discussed.