



同质异能核所借鉴,但目前尚未见到这一设想的具体实验报道。然而用化学效应来分离同质异能核早已成为现实,已被中子击中的核将发射级联 $\gamma$ 射线而从化合物分子上发生反冲而脱落下来(Szilard-Chalmers效应)<sup>[8]</sup>,再利用[4]中详尽讨论的方法又可以进一步将那些通过内转换方式回到基态的核鉴别出来。

国外报道,用化学程序的方法足以提供半衰期为10小时的同质异能核反转<sup>[9]</sup>,指出,用高通量反应堆产生的热中子来辐照天然存在的 $\text{Co}^{59}$ ,就可以在分的时间内产生毫克量级的同质异能核 $\text{Co}^{60m}$ 。

## 2. 粒子数反转条件

同质异能核 $\gamma$ 能级粒子数反转的条件为<sup>[10,11]</sup>:

$$k = \sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1 - \sigma N > 0 \quad (1.1)$$

其中 $N_2, N_1$ 分别为激射上、下能级的集居数, $N$ 为总粒子数, $\sigma_{21}, \sigma_{12}$ 是诱导及共振吸收截面,它们之间的关系为

$$\begin{aligned} \sigma_{21} &= \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2I_1+1}{2I_2+1} \frac{\beta f}{1+\alpha} \frac{\Gamma}{\Gamma+\Gamma'} \frac{\tau_1}{\tau_1+\tau_2} \\ &= \left( \frac{2I_2+1}{2I_1+1} \right)^2 \sigma_{12} \end{aligned} \quad (1.2)$$

$I_2, I_1$ 及 $\tau_2, \tau_1$ 分别为同质异能核上、下能级的角动量及寿命, $\lambda$ ——波长, $\alpha$ ——内转换系数, $\beta$ —— $\gamma$ 射线衰变的分支比, $\Gamma = \hbar/\tau_2 + \hbar/\tau_1$ 为辐射的自然线宽, $\Gamma'$ ——各种微扰所引起的辐射谱线加宽(实际加宽), $f$ ——无反冲辐射几率或称Debye-Wellar因子。

对 $E_\gamma$ 小于1.02兆电子伏的 $\gamma$ 光子而言,(1.1)式中的 $\sigma$ 将主要是光电吸收与康普顿散射截面之和。由于 $E_\gamma > 100$ 千电子伏,无反冲发射几率 $f$ 将急剧减少,因而将优先考虑 $E_\gamma$ 处于10~100千电子伏左右较软的 $\gamma$ 激光。

在X及 $\gamma$ 射线区急剧增大的原子吸收截面是实现X、 $\gamma$ 受激的一个致命困难,例如在光频段钨玻璃对1.06微米的 $\sigma_{\text{吸收}} \sim 10^{-26}$ 厘米<sup>2</sup>,而一般物质对1~0.1埃 $\gamma$ 射线的 $\sigma_{\text{吸收}} \sim 10^{-22}$ 厘米<sup>2</sup>,因此在X、 $\gamma$ 波段除非是等离子体,很难找到象玻璃透光那样透X、 $\gamma$ 射线的物质。当然所谓异常透射式Borrmann效应还允许将吸收截面下降到 $10^{-24}$ 厘米<sup>2</sup>,该现象要求晶体足够完整, $\gamma$ 射线以准确的布喇格角经受晶面衍射,这时就会发生光电吸收系数(截面)的突然下降<sup>[12,13~16]</sup>,异常透射在 $\gamma$ 激光中的应用引起了热烈的讨论<sup>[17,18]</sup>。

至于内转换是与 $\gamma$ 跃迁相竞争的一种现象,内转换系数 $\alpha$ 就是内转换发射几率与 $\gamma$ 辐射几率之比,它从零到几百之间变化,一般在跃迁能量低及高度警戒的条件下内转换几率较大。让我们定义一个选择同质异能核的参数 $\xi$ :

$$\xi = \frac{\sigma'_{21}}{(1+\alpha)\sigma}$$

$\alpha, \sigma$ 的定义如前所述, $\sigma'_{21}$ 是当线宽接近自然线宽时的受激截面(也即在(1.2)式中假定 $\Gamma' \approx \Gamma$ ),表1中列出了一些半衰期较长的同质异能核数据<sup>[9]</sup>。

表1 一些同质异能核的典型数据

同质异能核	$\lambda$ (埃)	$\sigma'_{21}$ (靶恩)	$\sigma$	$\alpha$	$\xi$	$\tau_2$ (分)	多极性	制 备
$\text{Co}^{60m}$	0.21	$1.18 \times 10^5$	120	41	37	10.7	M3	$\text{Co}^{59}, 100\%, 18$ 靶恩
$\text{Se}^{79m}$	0.13	$5 \times 10^4$	84	7	112	3.9	E3	$\text{Se}^{78}, 24\%, 0.4$ 靶恩
$\text{Se}^{81m}$	0.12	$5.8 \times 10^4$	70	9	92	57	E3	$\text{Se}^{80}, 49\%, 0.1$ 靶恩
$\text{Br}^{77m}$	0.11	$5.2 \times 10^4$	70	6	124	4.2	E3	$\text{Br}^{77}(P, n)\text{Br}^{77}$
$\text{Tc}^{99m}$	0.09	$3 \times 10^4$	70	30	14	550	M4	$\text{Mo}^{99}, \beta$ 衰变

制备一栏表示了天然丰度百分比及热中子俘获截面, 也示出产生同质异能核最有希望的方法。例如  $\text{Br}^{77m}$  用质子轰击产生,  $\text{Te}^{99m}$  由  $\text{Mo}^{99}\beta$  衰变形成。从表可见尽管较大的  $\alpha$  将不利于受激, 但是只要我们能获得接近自然加宽的实际线宽, 这时  $\zeta \gg 1$ , 实现  $\gamma$  激光在原则上就完全是可能的。

下面我们进一步分析使截面  $\sigma'_{21}$  减少到实际受激截面  $\sigma_{21}$  的因子  $\Gamma/(\Gamma+\Gamma')$  的影响, 让我们观察图 2, 其横坐标为实际线宽, 纵坐标为跃迁寿命, 由于在对数坐标下自然线宽与寿命成线性关系, 故该图上的一根斜线就表示一定寿命值时对应自然线宽的大小。从图可见, 随着寿命的增加实际线宽越来越大, 例如对  $\text{Ir}^{191}$ 、 $\text{Fe}^{57}$  有近似自然线宽的加宽, 对  $\text{Zr}^{95}$  有 3~5 倍的加宽<sup>[10]</sup>,  $\text{Ta}^{181}$  有 10~100 倍的自然线宽<sup>[20]</sup>, 但对  ${}_{47}\text{Ag}^{107m}$  ( $\tau_2 = 44$  秒,  $E_\gamma = 93$  千电子伏) 已有  $10^6$  倍的自然加宽了<sup>[16]</sup> (尽管  $\text{Ag}^{107m}$  是同一量级寿命中实际线宽最窄的)。

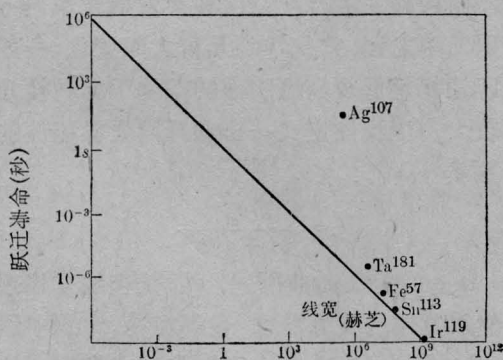


图 2 同质异能核的寿命、自然线宽和实际线宽

另外, 不用腔的自发辐射放大式  $\gamma$  激光器工作物质的几何形状应使其经受较小的衍射损耗, 如柱体的直径与长度分别为  $d$ 、 $l$ , 则应有

$$\frac{d^2}{l\lambda} > 10$$

在 (1.1) 式中的净增益系数  $k$  满足  $kl \geq 10$ <sup>[22]</sup>。

## 二、 $\gamma$ 激光的几种可能途径

### 1. 弱泵浦晶须途径

它是半衰期为  $10^3 \sim 10^6$  秒长寿命的途径, 而工作能级角动量差为 3~4 产生 E3、M3 等跃迁。这里要求工作物质按晶须的方式生长, 因为它有完整的晶格结构<sup>[23]</sup>, 可以减少位错或化学移所引起的加宽, 即使如此, 这一类寿命时间的线加宽依然十分严重, 因此必须通过其他方法 (如已成功地用核磁共振压缩线宽 3~4 量级) 来突然压缩线宽, 并构成  $\gamma$  激光的触发信号。用该途径实现  $\gamma$  激光的流程线为:

同位素中子辐照  $\rightarrow$  同质异能核分离  $\rightarrow$  生长晶须  $\rightarrow$  减少多普勒加宽, 实现穆斯堡尔效应 (低温、恒温、防震、水平放置)  $\rightarrow$  减小其他加宽贡献 (如加核磁共振)  $\rightarrow$   $\gamma$  激光触发。

这一途径的优点是由长时间慢中子的轰击而获得同质异能核能量储存大, 并有充分的时间利用穆斯堡尔效应及核磁共振来压缩线宽, 存在的问题是严重的线加宽及本底  $\gamma$  辐射引起的晶体损伤。

苏联莫斯科大学<sup>[24]</sup> 曾拟用立方对称的反磁性 (抗磁) 晶体铱氯酸钾 ( $\text{K}_2\text{IrCl}_4$ ) 作工作物质, 铱是工作元素 (其能谱示于图 1), 采用立方对称的晶体可以消除晶格场与核的电四极矩所引起的谱线加宽, 他们工作的第一步准备研究宽度为  $10^{-10}$  电子伏的穆斯堡尔谱线, 注意到这比 11.9 天半衰期所相应的自然线宽大  $10^{12}$  倍, 由此可见, 用这一途径实现  $\gamma$  激光尚有多大的差距。

在这一途径中还必须解决测量极其狭窄长寿命线宽的方法, 可惜研究这一加宽的实验工作是太少了<sup>[25]</sup>。

### 2. 强中子脉冲

如前所述, 使用  $\tau_1 \leq 10^{-6}$  秒同质异能核的实际线宽接近自然线宽, 而且直接用中

子泵浦可以避开分离同质异能核及生长晶须的过程。然而一般原子核反应中所产生的都是快中子,  $(n, \gamma)$  反应凡率极低, 为此需在  $10^{-7}$  秒的时间内将中子慢化, 故  $\tau_2 \sim 10^{-6}$  秒将是该途径的典型寿命。

该途径的具体设想如下<sup>[26, 27]</sup>(图 3): 将工作物质  $Ta^{181}$  (钽) 用铍来稀释,  $Ta^{181}$  的能级见图 1 (利用其最下方半衰期为 6.8 微秒, 跃迁为 6.2 千电子伏的能级), 制成长度与直径比为  $10^3 \sim 10^4$  的微针状, 在其外面镀以裂变材料铀或钚, 最外层是起中子反射器作用的氬或氩。

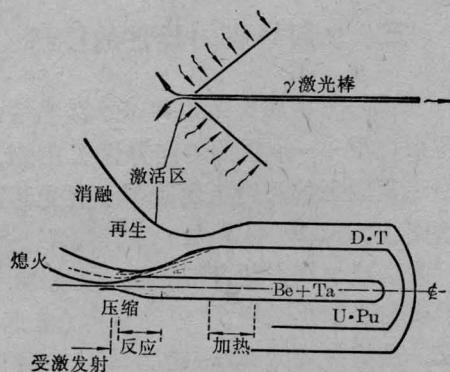


图 3 中子源泵浦  $\gamma$  激光器

图 3 中是在强激光扇形所到达的区域实现压缩及微裂变, 同时产生  $(n, \gamma)$  反应, 激活的  $Ta^{181}$  产生 6.2 千电子伏的  $\gamma$  射线, 压缩的激光束不断前进, 所产生的  $\gamma$  受激也不断向前推进。在  $\gamma$  激光出现之后微裂变所产生的冲击波始到达激活后的铍棒。

计算表明<sup>[28]</sup>, 为观察到增益, 所需激发核的浓度为  $10^{18}$ /厘米<sup>3</sup>, 需要的中子通量为  $10^{24}$ /厘米<sup>2</sup>·秒。目前用大功率激光已获得的在  $10^{-10}$  秒、 $\phi 100$  微米小球中产生  $10^9$  个中子产额<sup>[29]</sup> 恰好接近上一数据, 这一设想最严重的问题是早期产生的  $\gamma$  量子反冲将严重地引起铍晶的发热和破坏。

另一类脉冲式泵浦的途径是利用足够强的非相干短波长 X、 $\gamma$  辐射源以类似于红宝石激光器的三能级机构来进行工作。以图 1

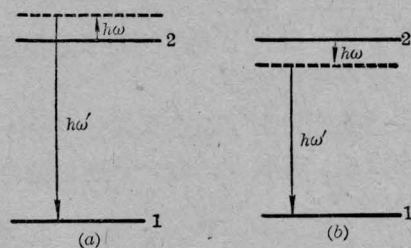
中的  ${}_{60}Nd^{145m}$  为例<sup>[30]</sup>, 所标出的三个能级有这样的特点即①、③能级对与③、②能级对的角动量子数差一, 这就保证从基态到能级③及从能级③到能级②有较大的跃迁几率。只要有一个相应于  $\omega_{31}$  的强  $\gamma$  射线源就有可能在能级②、①之间实现受激。

显然这一强  $\gamma$  射线泵浦没有强中子泵浦那样有破坏晶格的  $\gamma$  射线级联反冲, 而同样有接近自然线加宽及避免分离同质异能核的好处。这一途径的关键是要有一个强大的谱带较窄的高强度 X、 $\gamma$  辐射源, 其频率调至  $\omega_{31}$ , 可以充当这一候选者的有高能电子的同步加速辐射<sup>[31]</sup> 及激光等离子体中所产生的 X 射线<sup>[32]</sup>, 前者可能更为现实一些, 而目前激光等离子体所产生的 X 射线尚偏软<sup>[33~35]</sup>。

### 3. 虚能级的喇曼散射及感应双光子发射

我们知道发光原子在强静止电磁场的作用下将经受斯塔克或喇曼劈裂, 同样在单色强光场的作用下会产生附加的伴线<sup>[36]</sup>, 这就是出现于紫端的虚能级喇曼散射及处于红端的感应双光子发射。图 4(1)、(2) 示出了这两个物理过程。设相应两个能级之间的频率为  $\omega_{21}$ , 外来光场的频率为  $\omega$ , 喇曼散射的圆过程可写为:

$$B^* + h\omega \rightarrow B + h\omega' \quad (\omega' = \omega_{21} + \omega)$$



(1) 反斯托克斯喇曼散射 (2) 感应双光子发射

图 4

在感应双光子发射的情况下为:

$$B^* + h\omega \rightarrow B + 2h\omega + h\omega' \quad (\omega' = \omega_{21} - \omega)$$

文献[37]以  ${}_{32}Ge^{72}$  的能级为例作了讨论

(图4(2)),这是两能态宇称相同,绝对警戒的例子,当用1.06微米激光作强制诱导时,第一个具有激光频率的光子有很小的立体角,相继发射的第二个 $\gamma$ 光子与第一个之间有角关联,如果能在实验上测出第二个 $\gamma$ 光子具有超过自发辐射背景强度,就表明有感应双光子发射的成分。

当然,用这一方式来实现 $\gamma$ 激光尚需在理论上作深入的探讨。

#### 4. 核能级的内电子跃迁激发及其他

当原子内壳层存在电子空穴时,一般说来将接着放出特征X射线或俄歇电子。但如果这一原子跃迁两能级间的角动量、宇称差恰与原子核中从基态开始的某一核能级跃迁相等,且能量差相近时,原子的能量将直接激发核能级,原子与原子核跃迁之间允许有一微小能量差是因为库仑微扰提供了原子与原子核波函数的位形混合<sup>[38,39]</sup>。

日本的大阪大学小组用 ${}_{76}\text{Os}^{189}$ 显示了这一效应(图5),注意到原子跃迁的能量为70.822千电子伏,稍大于核能级的跃迁69.59千电子伏,且同属于磁偶极跃迁,核 ${}_{76}\text{Os}^{189}$ 被激励后放出38.78千电子伏的 $\gamma$ 射线,并停留在半衰期为5.7小时的亚稳能级,他们清楚地观察到了来自该一能级的内转换电子,从而证明了由原子内壳层能级激发核能级现象的存在。他们亦分析了<sup>[38]</sup>利用此一效应来形成 $\gamma$ 激光上能级的粒子数集居从而实现 $\gamma$ 激光的可能性。

上面集中讨论了长寿命或短寿命 $\gamma$ 激光的理论设想,苏联Летохов<sup>[40]</sup>还讨论寿命处

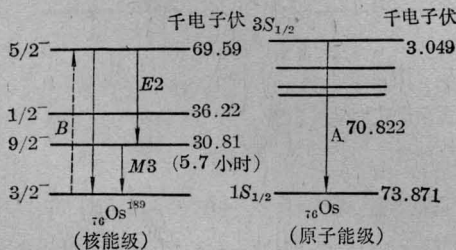


图5  $\text{Os}^{189}$ 的核能级与Os的原子能级

于10~0.1秒的中间情况,它的中心思想是用高通量的中子反应堆产生的热中子轰击靶材(如 ${}_{32}\text{Ge}^{72}$ ),并以强激光束将反应产物挥发成蒸气。接着在蒸气相中以激光分离同质异能核,从而形成同质异能核的富集而产生 $\gamma$ 激光。

除利用束缚态能级之外,还可以象半导体中电子与空穴复合辐射产生激光一样用自由正负电子对的湮没效应来产生 $\gamma$ 激光<sup>[41]</sup>,据说在天体中已观察到可能属于这一机构的 $\gamma$ 激光<sup>[42]</sup>。

### 三、 $\gamma$ 射线各向异性的控制

在这一节中将介绍近年来 $\gamma$ 激光中的一项重大突破—— $\gamma$ 射线各向异性的控制,这相当于从微观的尺度上解决了 $\gamma$ 激光器谐振腔的困难。

为实现 $\gamma$ 辐射的各向异性,首先得实现原子核在强静止磁场H中的极化(或取向)效应。当核自旋为I,磁矩为M,在温度T下,每一磁量子数为m子能级上的集居数服从玻尔兹曼分布,它比例于<sup>[43]</sup>

$$a_m = \frac{e^{-\frac{mMH}{kTI}}}{\sum_{m=-I}^{2I+1} e^{-\frac{mMH}{kTI}}}$$

由于在一般情况下 $\frac{MH}{kTI} \ll 1$ ,所以各 $a_m \approx \pm 1$ ,权重相等,核自旋排列混乱没有取向效应,仅在很高磁场与很低温度下如 $H/T \sim 5 \times 10^7$ 高斯/ $T \cdot ^\circ K$ 时,才有可能使 $m = \pm I$ 的子能级有最大集居。

最先证明宇称不守恒定律的 $\text{Co}^{60}\beta^-$ 衰变实验就是在近乎上述苛刻的条件下使核极化,并观察到 $\text{Ni}^{60}\gamma$ 辐射各向异性的<sup>[44]</sup>,见图6(2),其中表明样品升温前, $\gamma$ 辐射赤道计数大于极点计数。

这是因为核极化的各向异性必然伴随着 $\gamma$ 辐射的各向异性,以核自旋 $I_i = 1$ 到

5.3 年

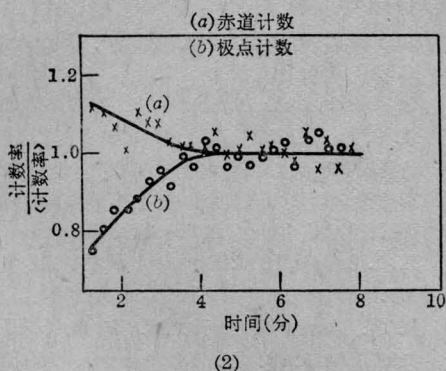
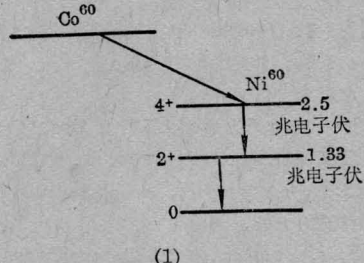


图 6  $\text{Co}^{60}(\text{Ni}^{60})$  的衰变能级(1)及  $\gamma$  辐射各向异性(2)

$I_f=0$  跃迁的特殊情况为例<sup>[45]</sup>, 在外磁场中, 上能级分裂成三个子能级  $m=0, \pm 1$ , 由于多极辐射是带方向性瓣的, 对  $\Delta m=0$  的跃迁辐射几率

$$f_0 = \frac{3}{2} \sin^2 \theta$$

对  $\Delta m = \pm 1$ ,

$$f_{\pm 1} = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (3.1)$$

其中  $\theta$  是  $\gamma$  辐射与量子化轴的夹角, 当核不是优势取向时对三个  $m_i$  的平均导致各向同性发射, 在核被极化的情况下  $m=1$  或  $-1$  子能级上集居占优势, 因此  $f_{\pm 1}$  跃迁花样成为主要的, 从(3.1)式可知这时极化轴是辐射的极大方向。

然而威尔逊表明, 在极化情况下  $\text{Ni}^{60}$  相继的发射  $I_i=4 \rightarrow I'=2 \rightarrow I_f=0$  的最大  $\gamma$  发射方向与刚才讨论  $I_i=1 \rightarrow 0 = I_f$  的跃迁不同, 优势发射方向不在极化轴方向, 而是在赤道平面方向。威尔逊进一步利用核磁共振方法使核自旋方向发生转动, 因而也就使  $\gamma$  辐射的优势方向发生可控制的变化, 我们用图

7 来表述这一设想<sup>[38, 46]</sup>.  $\text{Co}^{60}(\text{Ni}^{60})$  处于须状或丝状 Fe 中, 用绝热退磁法冷却到 0.01K 再沿  $z$  向加  $5 \times 10^3$  高斯的磁场, 这一弱磁场诱导出铁磁材料中强的超精细场  $H_0 = 2.9 \times 10^5$  高斯, 相应的拉摩进动频率为  $\omega_0 = \gamma H_0 = 2\pi \times 165.5$  兆赫。这一强磁场可使  $\text{Ni}^{60}$  磁矩沿  $z$  向排列起来(图 7(2)), 这时辐射极大在核磁矩的垂直方向, 它与受激优势几何方向不一致, 相当于调 Q 激光器中光闸关闭的情况, 但如在垂直于  $H_0$  的  $y$  方向再加上一频率为  $\omega_0$ 、强度为  $H_1 = 10^3$  高斯的射频场, 这样在  $t=0.4$  微秒的时间内将发生核磁矩从  $z$  方向到  $-x$  方向的转动, 这时辐射极大瓣和受激的优势方向一致, 这相当于调 Q 激光器中将光闸打开的情况, 上述 0.4 微秒就是开关时间。

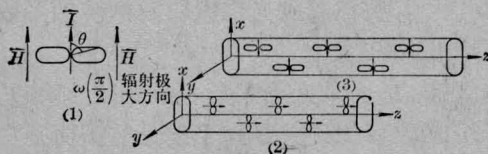


图 7

(1) 在 Fe 的超精细磁场中, 核磁矩沿磁场排列,  $\text{Ni}^{60}$  在赤道平面有极大发射; (2)  $\text{Ni}^{60}$  的核自旋开头顺着  $z$  向常磁场  $H$  方向极化, 但它的辐射瓣极大处于  $x$  方向, 与受激优势方向不一致; (3) 在  $y$  方向加  $\frac{\pi}{2}$  射频场, 导致核磁矩转向  $-x$  方向, 这时辐射极大瓣与受激优势几何方向一致

威尔逊已用核磁共振的实验获得了  $\gamma$  辐射各向异性的控制, 解决了在  $\gamma$  射线波段受激发射谐振腔的困难, 亦为未来  $\gamma$  激光调 Q 作了技术储备, 其意义也许可与 1958 年肖洛及汤斯为实现光频区激光而提出的法布里-珀罗开式腔的设想相比美<sup>[47]</sup>。

#### 四、结 束 语

长寿命晶须途径虽则在压缩偶极相互作用线加宽及控制  $\gamma$  辐射方向方面有进展, 但由晶格缺陷及磁相互作用所引起的加宽仍是

严重的,且本底辐射对晶体本身的损伤也仍是一个严重的问题。

强中子泵浦首先要提供一个现实的泵浦中子源,另一方面还要避免由 $\gamma$ 反冲引起晶格破坏的问题。用内电子跃迁激发核能级及激光等离子体产生的X射线来泵浦核能级,目前技术水平离反转尚有一定差距,前者需要大量产生结合能较大的内电子空穴,后者需要大大提高所产生X射线的功率与硬度。然而在所有以短寿命同质异能核产生 $\gamma$ 激光方面接近现实的还是利用同步加速器所产生的 $\gamma$ 辐射来泵浦的方案。

至于虚能级的喇曼散射及感应双光子发射还待在理论上作深入的分析。另外严重的光电吸收或内转换系数也是一个严重的困难,因而诸如大功率激光快速剥离外层电子<sup>[34, 35]</sup>,突然减少光电吸收及内转换系数的想法值得注意。

总之, $\gamma$ 激光确实是一个艰巨的课题,实现它的困难主要并不在于理论方面而是在技术条件上,目前 $\gamma$ 激光正处于从理论向实验过渡的阶段,随着技术条件的成熟,可以期待在本世纪内我们将看到 $\gamma$ 激光的巨大突破。

### 参 考 文 献

- [1] L. A. Rivlin; USSR Patent disclosure, 1961. V. Vali, W. Vali; *Proc. IEEE*, **51** (1963), 182.
- [2] R. L. Mossbauer; *Zs. Physik*, **155** (1958), 124.
- [3] W. K. Rhim et al.; *J. Chem. Phys.*, **59** (1973), 3740.
- [4] A. H. 穆斯等著,“放射性化学和核过程化学(第二册)”。
- [5] *Microwaves*, **8** (1969), No. 3, 91.
- [6] 原子力工业, **18** (1972), 9.
- [7] B. C. Летохов, *УФН*, **110**(1973), 451.
- [8] B. C. Летохов, *ЖЭТФ*, **64**(1973), 1555.
- [9] G. C. Baldwin; *Laser Focus*, 1974, No. 3, 42. L. Wood, G. Chapline; *Nature*, **252**(1974), No. 5483, 447.
- [10] В. И. Воронцев и др.; *ЖЭТФ*, **66** (1974), 1508.
- [11] Р. В. Хохлов; *Письма в ЖЭТФ*, **15**(1972), 580.
- [12] G. Borrmann; *Trend in Atomic Physics* 1979.
- [13] W. W. Weff; «物理译丛», (固体物理, 光学和其  
他), 1965, No. 1, 29.
- [14] M. D. Giardina, A. Nerlini; *Zei. Natur.*, **28a** (1973), 1360. J. Ludewig; *Zei. Natur.*, **28a** (1973), 1204.
- [15] Ю. Каган; *Письма в ЖЭТФ*, **20** (1974), 27.
- [16] J. P. Hannon; *Phys. Rev. B.*, **9**(1974), 2810.
- [17] А. В. Андреев, Ю. А. Ильинский; *ЖЭТФ*, **68** (1975), 811.
- [18] J. P. Hannon, G. T. Trammell; *Opt. Commun.*, **15**(1975), 330.
- [19] H. Dewaard, G. J. Perlow; *Phys. Rev. Lett.*, **24** (1970), 566.
- [20] G. Kaindl et al.; *Phys. Rev. B.*, **8**(1973), 1912.
- [21] A. G. Fox, T. Li; *BSTJ*, **40**(1961), 453.
- [22] 小林喬郎(こゑら), «国外激光», 1976, No. 9, 11.
- [23] 葛庭燧, «晶体缺陷和金属强度(下册)», p. 191.
- [24] VIII IQEC, Digest of Thechnical Papers.
- [25] В. А. Бутуев, Р. Н. Кузьмин; *УФН*, **114** (1974), 677.
- [26] В. И. Гольданский, Ю. М. Каган; *УФН*, **110** (1973), 445. В. И. Гольданский; *ЖЭТФ*, **64** (1973), 90.
- [27] J. H. Douglas; *Science News*, **105** (1974), No. 1, 8.
- [28] G. C. Baldwin, E. V. Khokhlov; *Phys Today*, **28** (1975), No. 2, 32.
- [29] *Laser Focus*, 1976, No. 12, 4.
- [30] В. Ф. Дмитриев, Э. В. Шурык; *ЖЭТФ*, **67**(1974), 494.
- [31] 菊田愷志, «日本结晶学会志», **18** (1976), 65.
- [32] V. S. Letokhov; *Sov. J. Q. E.*, **3**(1974), 360.
- [33] P. J. Mallozzi; *Bundamented and Opplied Laser Physics*.
- [34] D. J. Nagel et al.; *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974), 743.
- [35] P. E. Burkhltter, D. J. Nagel; *Phys. Rev. A.*, **11** (1975), 782.
- [36] A. V. Vinogradov, E. A. Yukov; *Sov. J. Q. E.*, **3**(1973), 163.
- [37] Л. А. Ривлин; *Кван. электр.*, **4**(1977), 676.
- [38] *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, Vol. 4A.
- [39] Kiyoteru Omozai et al.; *Prog. Theor. Phys.*, **50** (1973), 1771.
- [40] В. С. Летохов, *ЖЭТФ*, **64**(1973), 1555.
- [41] L. A. Rivlin; *Sov. J. Q. E.*, **4** (1975), 1151.
- [42] *Science News*, **110**(1970), 389.
- [43] *Encyclopedia of Physics*, Vol. 42, p. 555.
- [44] 梅镇岳, «原子物理学», 1961年, 科学出版社。
- [45] G. V. H. Wilson; *Appl. Phys. Lett.*, **30** (1977), 213.
- [46] Anstralian Information Service, 1977, E777 361.
- [47] A. L. Schawlow, C. H. Townes; *Phys. Rev.*, **112** (1958), 1940.