

# 晶体摆动场与周期弯晶作为 $\gamma$ -速调管的可能性

李秀平, 吴木营, 罗诗裕, 邵明珠

(东莞理工学院电子工程学院, 广东东莞, 523808)

**摘 要:** 寻找新光源,特别是短波长相干光源一直是人们努力追求的目标.将晶体摆动场同速调管技术相结合可望获得短波长相干光源,特别是相干的  $\gamma$ -光源.文章通过晶体摆动场莱塞效应分析,讨论了周期弯晶作为  $\gamma$ -速调管的可能性.在经典力学框架内和小增益近似下,把晶体摆动场中的粒子纵向运动方程化为经典的摆方程,并用摄动法导出了系统的能量增益.结果表明,当弯晶作为放大器模式工作时,要求的束流强度比较高,在级联速调管工作模式下束流强度要求可降低 3-4 个量级,完全位于当今加速器技术能力范围内.

**关键词:** 晶体摆动场;  $\gamma$ -速调管; 短波长激光; 增益因子

**中图分类号:** TN3      **文献标识码:** A      **文章编号:** 0372-2112 (2013)07-1378-06

**电子学报 URL:** <http://www.ejournal.org.cn>      **DOI:** 10.3969/j.issn.0372-2112.2013.07.021

## The Crystalline Undulator Field and Possibility of Periodic Bent Crystal as $\gamma$ -Klystron

LI Xiu-ping, WU Mu-ying, LUO Shi-yu, SHAO Ming-zhu

(College of Electronic Engineering, Dongguan University of Technology, Dongguan, Guangdong 523808, China)

**Abstract:** To find a new light source, especially short-wave coherent light source has been to strive goal of the people. A combination between crystalline Undulator field with the klystron technology is expected to be short-wave coherent light source, in particular the coherent  $\gamma$ -light source. In the paper discussed the possibility of a periodic bent crystal as  $\gamma$ -klystron by Lasing effect of the periodic bent crystal. In the framework of classical mechanics and the small gain approximation, the longitudinal motion equation of the particles in the crystalline Undulator is reduced into classical pendulum equation, and derived the energy gain of the system by perturbed method. The results show that when the bent crystal worked in the amplifier mode, the required beam intensity is more high. If the bent crystal worked in the cascading klystron mode, the requirements of beam intensity can be reduced by 3 - 4 orders of magnitude, entirely lie within the capabilities of today's accelerator technology.

**Key words:** crystal undulator field;  $\gamma$ -klystron; short wavelength laser; gain factor

## 1 引言

长期以来,自由电子激光的发展方向之一就是如何获得短波长、大功率的电磁辐射.但是,要用传统方法把自由电子激光推向更短的波长将在技术上遇到严重挑战.如果把自由电子激光同晶体摆动场辐射相结合,可望把激光推向  $X$ -能区或  $\gamma$ -能区<sup>[1~14]</sup>;将晶体摆动场同速调管技术相结合也可望获得相干的  $\gamma$ -光源,这种光源又称为  $\gamma$ -速调管<sup>[15]</sup>.

周期弯晶作为  $\gamma$ -速调管的可能性是基于带电粒子的沟道效应和沟道辐射.所谓沟道效应是指带电粒子沿着晶体某些方向(低晶面指数)进入晶体时,很容易穿透到它的内部;而且将在晶格场作用下向外辐射能量,这

种辐射称为沟道辐射.由于晶格场很强(1000T 以上),沟道辐射能量很高.沟道辐射是自发辐射,如果将它改造可望得到相干的  $\gamma$ -激光<sup>[1~9]</sup>.如果将晶体周期弯曲,带电粒子在弯晶中运动时,除了产生沟道辐射外,还将产生晶体摆动场辐射.晶体摆动场辐射同自由电子激光类似,勿容置疑这种辐射是相干的<sup>[3,4,10,12]</sup>.只是前者的自由电子运动在真空中,后者的带电粒子(正电子)运动在晶格场中.由于晶体摆动场周期比一般自由电子激光所用的摆动场的周期短得多(3~4 个量级),晶体摆动场辐射能量可进入  $\gamma$ -能区.研究表明,当周期弯晶的振幅  $a$  与晶面间距  $d$  满足条件  $a/d \gg 1$  时,摆动场辐射是主要的<sup>[3,4,10]</sup>.鉴于这种辐射大都集中在束流方向/角宽  $\Delta\theta \approx 1/\gamma$  范围内,只需在束流前方放置一个角宽为

$\Delta\theta$  的接受器就能将相干的晶体摆动场辐射成功收集.

如果将周期弯晶作为速调管,将晶体摆动场辐射(种子辐射)同带电粒子束一道注入弯晶,可望将辐射能量放大. $\gamma$ -速调管是用一个漂移空间将两个周期弯晶连接而成的高能光学器件.首先,让带电粒子(比如正电子)与初始(种子)辐射同时进入第一个周期弯晶,并在这个弯晶中同种子辐射相互作用使粒子的速度(或动量)受到调制;而后,在漂移空间完成粒子束的动量(速度)调制与密度调制的转换,实现粒子纵向聚束.具有纵向聚束的带电粒子,在第二个周期弯晶中同外场相互作用,将辐射场进一步放大,并向外辐射能量.利用  $\gamma$ -速调管可望获得相干的、高能的、具有重大科学价值和应用价值的新光源.由于这些辐射具有相近或相同的相位,这种辐射是相干的;由于晶体摆动场周期很短,辐射能量足以进入  $\gamma$ -能区;由于辐射场同束流相互作用,辐射强度可以进一步放大,这种效应称为晶体摆动场的莱塞效应(Lasing effect). $\gamma$ -速调管工作原理与光学速调管类似<sup>[16~19]</sup>.本文目的就是企图通过晶体摆动场莱塞效应,讨论周期弯晶作为  $\gamma$ -速调管的可能性.首先,在经典力学框架内和小增益近似下,把晶体摆动场中粒子的纵向运动方程化为摆方程,讨论了系统 Hamiltonian 量和沟道接受度,并用 Jacobian 椭圆函数和椭圆积分给出了系统的周期解和粒子振动周期.其次,用摄动法导出了系统增益,讨论了晶体摆动器作为  $\gamma$ -激光的可能性.结果表明,使用一个周期弯晶作为放大器可以实现能量放大;利用两个相距为  $L$  的周期弯晶工作在速调管模式下,可将辐射进一步放大;采用级联  $\gamma$ -速调管工作模式,辐射强度将进一步增加,对束流强度的要求还可降低 3~4 个量级,完全位于当今加速器技术能力范围内.

## 2 运动方程

注意到辐射能量比粒子能量小得多,对  $\gamma$ -速调管的粒子运动行为可以用经典方法描述.设  $(y, z)$  平面是晶体未弯曲情况下的中心平面,相邻晶面间距为  $d$ .在直角坐标系中,  $y$  轴垂直中心平面向上,  $x$  轴和  $z$  轴位于中心平面内,且  $z$  轴沿着束流方向<sup>[11,12]</sup>.假设用声学方法或划痕方法将晶体做了如下形式<sup>[15]</sup>的周期弯曲

$$y = a \cos(k_u z) \quad (1)$$

其中  $a$  是“振幅”,  $k_u = 2\pi/\lambda_u$ ,  $\lambda_u$  是晶体摆动场“周期”.图 1 给出了长度为  $L$  的周期弯晶工作在放大器模式下的示意图.带电粒子(实线)与种子辐射(波纹线)同时进入周期弯晶,在弯晶中粒子做类正弦运动,并在弯晶中同初始辐射场相互作用,把能量转移给辐射场使辐射放大.

引入轨道坐标  $s$ (沿摆动场轨迹的距离),在相对论

情况下,粒子动量可表示为:

$$p_s = \frac{m\dot{s}}{(1 - \dot{s}^2/c^2)^{1/2}} \quad (2)$$

其中  $m$  是粒子静止质量,  $\dot{s} = ds/dt$  是粒子在  $s$  点的切向速度.在经典力学框架内,考虑到外场(种子辐射)作用,粒子运动方程可以表示为

$$\frac{dp_s}{dt} = eEn \quad (3)$$

其中  $n$  是切向单位矢量.

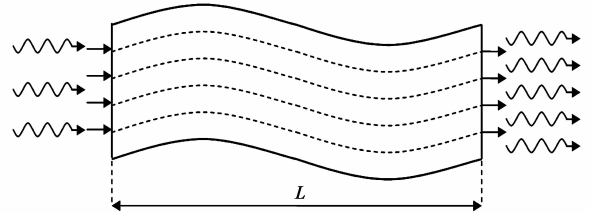


图1 周期弯晶作为放大器模式工作的示意图

注意到晶体摆动场辐射是线偏振的,在  $y$  方向的电场分量可表示为

$$E_y = E_0 \cos(kz - \omega t + \varphi) \quad (4)$$

其中  $E_0$  是外场振幅,  $\omega = ck$  是频率,  $k = 2\pi/\lambda$  是波数,  $\lambda$  是波长,  $c$  是光速.将式(4)代入式(3),可得

$$\begin{aligned} \frac{dp_s}{dt} = & -\frac{eE_0 a k_u}{2} \left[ \sin\left(\psi + \frac{a^2 k_u (k + k_u)}{8} \sin(2k_u \chi s)\right) \right. \\ & \left. - \sin\left(\psi + \frac{a^2 k_u (k - k_u)}{8} \sin(2k_u \chi s) - 2k_u \chi s\right) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\psi = (k + k_u) \chi s - \omega t + \varphi \quad (6)$$

是粒子束同外场(种子场)相互作用相位,而  $\chi = 1 - \frac{(ak_u)^2}{4}$ .由  $d\psi/dt = 0$ ,可得共振条件

$$(k + k_u) \chi \dot{s} - \omega = 0 \quad (7)$$

或

$$\gamma = \left[ \frac{2k}{k_u (4 - a^2 k k_u)} \right]^{1/2} = \gamma_r \quad (8)$$

由上式可将  $k$  表示为

$$k = \frac{4\gamma_r^2 k_u}{2 + K^2} \quad (9)$$

其中

$$K = \gamma_r a k_u = 2\pi \gamma_r a / \lambda_u \quad (10)$$

是晶体摆动器参数.

注意到在共振状态附近  $k + k_u \approx k$ ,将方程(5)右端按 Fourier 展开,略去振荡项,可得

$$\frac{dp_s}{dt} = -\frac{eE_0 a k_u}{2} J(\eta) \sin\psi \quad (11)$$

其中

$$\eta = \frac{K^2/2}{2+K^2}, J(\eta) = J_0(\eta) - J_1(\eta) \quad (12)$$

而  $J_0(\eta), J_1(\eta)$  是宗量为  $\eta$  的零阶和一阶 Bessel 函数. 将式(2)微分, 并注意到  $\gamma \approx \gamma_r$  和  $k + k_u \approx k$ , 可得粒子的纵向运动方程

$$\frac{d^2\psi}{ds^2} + \Omega^2 \sin\psi = 0 \quad (13)$$

其中

$$\Omega = \left[ \frac{eE_0 k K}{2mc^2 \gamma_r^4 J(\eta)} \right]^{1/2} \quad (14)$$

是粒子纵向振动频率. 方程(13)是经典摆方程.

### 3 系统 Hamiltonian 量与沟道接受度

方程(13)所对应的系统 Hamiltonian 可以表示为

$$H = \frac{1}{2} \zeta^2 + (1 - \cos\psi) \quad (15)$$

相应的周期解由 Jacobian 椭圆函数

$$\left. \begin{aligned} \psi &= 2\arcsin(\kappa sn(s)) \\ \zeta &= 2\kappa cn(s) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

给出, 其中  $sn(s), cn(s)$  是 Jacobian 椭圆函数,  $\kappa$  是椭圆函数的模. 粒子运动周期  $T = 4K(\kappa)$ ,  $K(\kappa)$  是第一类 Jacobian 全椭圆积分. 做正则变换

$$\sin \frac{\psi}{2} = \kappa \sin w, \quad \frac{\zeta}{2} = \kappa \cos w \quad (17)$$

系统 Hamiltonian 可化为最简单形式

$$H = 2\kappa^2 \quad (18)$$

引入作用量

$$J = \frac{1}{2\pi} \oint \zeta d\psi \quad (19)$$

将式(16)代入上式, 并完成积分可得

$$J = \frac{1}{2\pi} \oint \zeta d\psi = \frac{8}{\pi} [E(\kappa) - (1 - \kappa^2)K(\kappa)] \quad (20)$$

其中  $E(\kappa)$  是第二类 Jacobian 全椭圆积分. 由式(20)可以看出, 当  $\kappa = 1$  时作用量取最大值, 且可表示为  $J_{\max} = \frac{8}{\pi}$ . 分支轨道包围的面积  $A = 2\pi J_{\max} = 16$ , 描写了弯晶沟道对粒子的接受能力, 称为沟道接受度.

### 4 增益因子

从式(14)可以看出, 如果增益比较小(即外场振幅  $E_0$  的变化小),  $\Omega$  近似为常数; 如果信号比较小(外场振幅  $E_0$  小), 条件  $\Omega L \ll 1$  成立. 在小增益和小信号近似下, 可以将式(16)做 Fourier 展开, 或用摄动法直接求解方程(13), 可求出系统的能量增益. 下面用第二种方法进行讨论.

可以说, 只要导出了粒子运动由摆方程控制, 系统

的增益表达式就是标准的. 不过, 从工作的完整性出发, 不妨也对此作一简单描述. 利用摄动法<sup>[9,20,21]</sup>将方程(13)的解表示为

$$\psi = \psi_0 + \epsilon\psi_1 + \epsilon^2\psi_2 + \dots \quad (21)$$

$$\zeta = \zeta_0 + \epsilon\zeta_1 + \epsilon^2\zeta_2 + \dots \quad (22)$$

其中  $\epsilon$  是小参数. 将式(21)和(22)代入方程(13), 比较  $\epsilon$  的同次幂系数, 可得系统的一级近似方程、二级近似方程, 等等, 并由此可求得系统动量的一级近似解、二级近似解, ... 用摄动法求得的动量一级近似解为<sup>[9]</sup>

$$\zeta_1 = \frac{2}{\zeta_0} \left[ \sin\left(\frac{\zeta_0 s + 2\psi_0}{2}\right) \sin\frac{\zeta_0 s}{2} \right] \quad (23)$$

将  $\zeta_1$  对初始状态平均可知  $\langle \zeta_1 \rangle = 0$ , 系统没有增益. 二级近似解可以表示为

$$\begin{aligned} \zeta_2 = \frac{1}{\zeta_0^2} \left\{ \frac{1}{4\zeta_0} \cos 2(\zeta_0 s + \psi_0) \right. \\ \left. + \frac{\sin\psi_0}{\zeta_0} \sin(\zeta_0 s + \psi_0) + \frac{\cos\psi_0}{\zeta_0} \cos(\zeta_0 s + \psi_0) \right. \\ \left. + s \cos\psi_0 \sin(\zeta_0 s + \psi_0) - \frac{4 + \cos 2\psi_0}{4\zeta_0} \right\} \quad (24) \end{aligned}$$

将它对初始状态平均, 可求得系统的平均动量增量

$$\langle \zeta - \zeta_0 \rangle = \langle \zeta_2 \rangle = \frac{1}{2\zeta_0^3} [\zeta_0 s \sin\zeta_0 s - 2(1 - \cos\zeta_0 s)] \quad (25)$$

其中利用了  $\langle \zeta_1 \rangle = 0$ . 假设束流的初始动量分布为  $\delta$ -型, 在小增益和小信号近似下, 可求得系统增益<sup>[9]</sup>

$$g(L, \zeta_0) = \Omega^4 \frac{\partial}{\partial \zeta_0} \left[ \frac{\sin(\zeta_0 s/2)}{\zeta_0} \right]^2 \quad (26)$$

其中  $\Omega$  由式(14)给出. 方程(26)这就是熟知的增益方程<sup>[15,22]</sup>. 从式(26)和式(14)可以看出, 用周期弯晶作为放大器的增益因子与系统的参数有关.

### 5 周期弯晶作为 $\gamma$ -速调管的可能性

尽管晶体摆动场辐射与自由电子激光十分类似, 但由于带电粒子在两种情况下所处的工作环境不同, 使得晶体摆动场辐射的物理过程比自由电子激光复杂得多. 首先, 由于带电粒子同晶体相互作用, 晶体摆动场辐射将受到退道效应和辐射衰减等因素的影响; 其次, 从式(26)、式(14)和式(1)可以看出, 系统增益与周期弯晶的振幅  $a$  和周期  $\lambda_u$  等参数有关. 下面就对这些因素进行分析.

#### (1) 沟道条件

注意到弯晶速调管是基于带电粒子的沟道现象. 粒子是否是沟道粒子与它受到的离心力和相邻晶面的约束力有关, 仅当二者的比值  $C$  小于 1, 即条件

$$C = \frac{4\pi^2 \epsilon a}{U'_{\max} \lambda_u^2} < 1 \quad (27)$$

满足时,粒子才可能是稳定的沟道粒子<sup>[15]</sup>.其中  $\frac{4\pi^2 \epsilon a}{\lambda_u^2}$  是离心力,  $U'_{\max} = (dU/dy)_{\max}$  是粒子受到的最大面间约束力,而  $U$  是粒子-晶体相互作用势.常用的势有 Lindhard 势、Moliere 势和正弦平方势.

### (2) 退道长度

无论是加速器的束流控制还是弯晶速调管,粒子退道现象和退道长度都十分重要.对于这些器件都要求晶体长度  $L$  小于退道长度  $L_d (L < L_d)$ .事实上,即使沟道条件式(27)满足,由于电子多重散射和晶格热振动等因素的影响,粒子的横向能量将不断增加,当它的横向能量等于或大于势垒高度时,粒子就将离开沟道,这个现象称为退道.相应的长度称为退道长度.由于退道效应,束流密度将呈如下形式

$$n(s) = An_0 \exp(-s/L_d) \quad (28)$$

指数衰减,其中  $A$  是沟道接受度,由束流占据的相面积决定,且可表示为  $A = 2\pi J$ ,其中  $J$  由式(20)给出,  $n_0$  是粒子密度.退道长度是一个统计概念,定义为束流密度减少到原来  $1/e$  时的沟道长度.退道长度与粒子能量有关、与弯晶曲率半径有关.对于周期弯晶,退道长度可表示为<sup>[15]</sup>

$$L_d(\gamma, R) = (1 - \frac{2}{\pi} C) L_d(\lambda, \infty) \quad (29)$$

其中  $L_d(\gamma, \infty)$  是直单晶的退道长度,其大小与选择的炮弹有关、与晶体和晶面方向有关,还与粒子-晶体相互作用势有关.对于正电子和 Lindhard 势,从原子碰撞和电子多重散射理论可导出

$$L_d(\gamma, \infty) = \frac{256\gamma}{9\pi^2} \frac{Ma_{TF}}{Z r_c \Lambda} d \quad (30)$$

其中  $a_{TF}$  是 Thomas-Fermi 屏蔽距离,  $r_c = 2.8 \times 10^{-13}$  cm 是电子经典半径,  $Z$  和  $M$  是炮弹的电荷数和质量数,对于电子或正电子  $M/Z = 1$ , 而

$$\Lambda = \begin{cases} \ln \frac{2\epsilon}{I} - 1, & \text{重粒子} \\ \ln \frac{\sqrt{2}\epsilon}{\gamma^{1/2} I} - \frac{23}{34}, & \text{正电子} \end{cases} \quad (31)$$

是库仑对数,  $I$  是原子电离能.从式(30)和式(31)可以看出,对于重离子,退道长度与它的能量成正比;对于轻粒子(比如正电子),退道长度近似与它的能量成正比.当粒子能量为  $TeV$  量级时,  $L_d$  可达米的量级;当粒子能量为  $MeV$  时,  $L_d$  只有微米量级.从式(29),式(30)和式(27)还可以看出,退道长度与材料的晶面间距  $d$  和电离能  $I$  成正比,选择大沟道和高电离能材料作为弯晶速调管,可有效增加粒子的退道长度.

### (3) 衰减长度

原则上,要获得大的增益自由电子激光器可以做

得很长.但是,由于摆动场辐射同晶体相互作用其强度衰减很快.当光子数衰减到原来的  $1/e$  时,相应的长度定义为衰减长度.衰减长度与辐射能量和原子电离能有关,且可由经验公式<sup>[22]</sup>

$$L_a(\omega) = \begin{cases} \infty, & \hbar\omega < I < 10eV \\ 0.01, \dots, 10cm, & \hbar\omega > 10eV \end{cases} \quad (32)$$

给出.上式表明,辐射场越强衰减越大,衰减长度越短.注意到原子电离能一般只有几个电子伏 ( $I < 10eV$ ),如果辐射能量比电离能小,辐射的电离损失可以不考虑.换句话说,衰减长度为无穷,晶体长度仅受退道长度的限制.一般情况下,考虑到退道效应和辐射衰减的影响,晶体长度必须满足条件  $L < \min[L_d(\gamma, R), L_a(\omega)]$ .对于  $\gamma$ -速调管,由于辐射能量高,电离损失大,衰减长度短,通常只需选择晶体长度  $L < L_a(\omega)$  即可.但是,如果能量比较低,比如,对于粒子能量为  $GeV$ ,辐射能量为  $MeV$  时,退道长度和衰减长度差不多是一个量级,两种长度的比较就显得重要了.值得注意的是,当周期弯晶作为放大器工作时,要求束流一次穿越就能实现  $g > 1$  的增益,束流密度  $n$  必须很大 ( $\approx 10^{22}$  粒子/cm<sup>3</sup>).目前的加速器技术可以提供这个强度的轻粒子束,但对于重离子就不具备这个能力了.如果能降低强度要求,设计和制造弯晶放大器将更具有实际意义.

### (4) $\gamma$ -速调管

上面讨论了用一个周期弯晶作为放大器获得莱塞效应的基本原理.结果表明,这种系统的增益小(仅大于 1),束流(正电子)强度要求高,基本上位于当今加速器技术的强度上限.实际工作要求增益必须大几个量级,而束流强度也要求进一步降低.因此,只有另辟蹊径才可能使弯晶放大器的应用具有实际意义.速调管工作模式便是其中之一. $\gamma$ -速调管就是用一个漂移空间将两个晶体摆动器连接而成的超相对论光学器件,如图 2 所示.

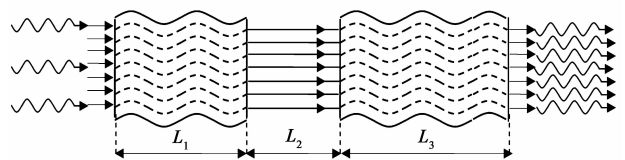


图2 周期弯晶作为 $\gamma$ -速调管工作示意图

图中  $L_1, L_3$  是两个周期弯晶,  $L_2$  是漂移空间.工作原理同光学速调管类似<sup>[16-19]</sup>.  $\gamma$ -速调管的特点是辐射能量高、增益大、束流强度要求低.

### (5) 级联 $\gamma$ -速调管

考虑到周期弯晶作为  $\gamma$ -速调管工作时,由于粒子束同物质相互作用产生的热效应还不能充分保证晶体摆动器持续工作.如果能将束流强度要求进一步降低,并采用级联速管模式,情况就会大大改善.所谓级联速

调管就是将若干个弯晶速调管串联而成的放大器. 利用速调管的级联效应, 可以将束流强度要求进一步降低, 而增益系数可以幂次增长. 分析表明, 由  $N$  个速调管级联而成的系统, 总增益为  $G = (1 + g)^N$ . 另外, 注意到  $\gamma$ -速调管对束流要求是比较高的, 比如要求粒子能量高, 强度大, 品质好. 事实上, 由于同晶体相互作用, 束流的能量要损失, 强度要降低, 品质要退化(发射度增加). 这就是说, 通过第一个速调管的束流由于品质退化, 不适于再注入到第二个速调管继续使用. 如果加速器能直接给每个速调管都提供粒子束, 可望获得最佳的莱塞效应, 这就是所谓的级联  $\gamma$ -速调管.

## 6 结论

寻找新光源, 特别是短波长相干光源, 成了人们追求的目标. 把自由电子激光向软  $X$ -能区推进; 把自发的沟道辐射改造为相干辐射; 利用晶体摆动场获得  $\gamma$ -激光等等都作出了不懈努力. 本文描述了将晶体摆动场同速调管技术相结获得短波长相干光源的可能性. 结果表明, 利用周期弯晶作为速调管来获得  $\gamma$ -激光, 当今的科学技术是完全可以实现的. 在原理上, 弯晶速调管与传统速调管, 特别是光学速调管非常相似, 只是后者是一支真空管, 电子束运动在真空中; 前者是一块周期弯晶, 正电子将同晶体相互作用. 正是这种差别, 使得弯晶速调管的物理过程和技术要求比传统速调管复杂得多. 由于粒子束和辐射场同晶体相互作用, 产生退道效应和辐射衰减, 使得弯晶速调管的长度选择就表现出了复杂性. 分析表明, 当弯晶工作在放大器模式时, 要求的束流强度太高, 达到甚至超过了当今加速器能力上限; 如果采用级联工作模式, 束流强度要求可降低 3~4 个量级, 完全位于当今加速器技术能力范围内.  $\gamma$ -速调管及其应用是一项系统工程, 它汇集了当今的加速器技术、外延生长技术、速调管技术以及微波电子技术等, 并横跨了物理学、化学、天文学和生物学等多个学科领域, 是一项综合性和系统性极强的未来高新技术.

## 参考文献

- [1] Korol A, Solovyov A V, Greiner W. Total energy losses due to the radiation in an acoustically based Undulator[J]. Int J Mod Phys E, 2000, 9(1): 77 - 105.
- [2] Korol A V, Solovyov A V, Greiner W. Photon emission by an ultra-relativistic particle channeling in a periodically bent crystal[J]. Int J Mod Phys E, 1999, 8(1): 49 - 100.
- [3] Korol A V, Solovyov A V, Greiner W. Channeling of positrons through periodically bent crystals; on Feasibility of crystalline Undulator and Gamma-Laser[J]. Int J Mod Phys

- E, 2004, 13(5): 867 - 916.
- [4] Korol A V, Solovyov A V, Greiner W, et al. Photon emission in crystalline Undulator [J]. Nucl Inst and Methods in Physics Research, B, 2008, 266(8): 1173 - 1176.
- [5] Kubankin A S, Nasonov N N. On the possibility of using parametric X-ray radiation to study anisotropy of a crystal mosaic structure[J]. Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2008, 2(2): 317 - 320.
- [6] Tabrizi M, Korol A V, Solovyov A V, et al. Feasibility of an electron-based crystalline Undulator [J]. Phys Rev Lett, 2007, 98(16): 164801 - 4.
- [7] Korol A, Solovyov A V, Greiner W. Coherent radiation of an ultrarelativistic charged particle channelled in a periodically bent crystal[J]. J Phys G, 1998, 24(5): L45 - L53.
- [8] Korol A, Solovyov A V, Greiner W. Spontaneous and stimulated photon emission in crystalline Undulators[A]. Wiedemann H(ed.), Advanced Radiation Sources and Applications [C]. 2006, Springer, Printed in the Netherlands, 165 - 189.
- [9] 罗诗裕, 邵明珠. 电子的轴沟道辐射作为  $\gamma$  激光的可能性[J]. 高能物理与核物理, 2005, 29(2): 2005 - 2009.  
Luo Shi-Yu, Shao Ming-Zhu. Possibility of reforming the electron axial channeling radiation as the  $\gamma$ -laser [J]. HE&NP, 2005, 29(2): 2005 - 2009. (in Chinese)
- [10] 王善进, 吴木营, 罗诗裕, 等. Lindhard 势与弯晶摆动场辐射的动力学稳定性[J]. 光学学报, 2010, 30(1): 180 - 185.  
Wang Shan-jin, Wu Mu-ying, Luo Shi-yu, et al. Lindhard potential and dynamic stabilities for bent crystalline undulator radiation[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(1): 180 - 185. (in Chinese)
- [11] 罗诗裕, 邵明珠, 罗晓华. 晶体摆动场辐射系统的全局分叉与混沌行为[J]. 2010, 物理学报, 59(4): 2685 - 2690.  
Luo Shi-Yu, Shao Ming-Zhu, Luo Xiao-Hua. The global bifurcation and chaotic behaviours for the crystalline undulator radiation[J]. Chin Phys Soc, 2010, 59(4): 2685 - 2690. (in Chinese)
- [12] 邵明珠, 罗诗裕, 王红成. 周期弯晶摆动场辐射的混沌振荡[J]. 中国激光, 2009, 36(11): 2888 - 2892.  
Shao Ming-Zhu, Luo Shi-Yu, Wang Hong-Cheng. Chaotic oscillation of undulator radiation in a periodically bent crystal[J]. Chin J Lasers, 2009, 36(11): 2888 - 2892. (in Chinese)
- [13] 罗诗裕, 邵明珠. 正弦平方势与正电子面沟道辐射的一般特征[J]. 物理学报, 2006, 55(3): 1324 - 1327.  
Luo Shi-yu Shao Ming-zhu. The sine-squared potential and the general properties of planar channeling radiation for positron[J]. Acta Phys Sin, 2006, 55(3): 1324 - 1327. (in

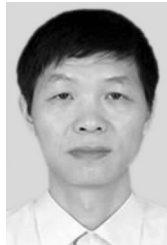
- Chinese)
- [14] Kostyuk A, Korol A, Solovyov A, et al. One-dimensional model of a gamma klystron[J]. *J Phys G Nucl Part Phys*, 2009, 36(2):025107.
- [15] 范丽仙, 罗诗裕, 邵明珠. 正弦平方势与环形加速器的弯晶束流引出[J]. *原子核物理评论*, 2011, 28(1): 63 – 67.  
Fan Li-xian, Luo Shi-yu, Shao Ming-zhu. Sine-squared potential and beam extraction in circulation accelerator by bent crystal[J]. *Nucl Phys Rev*, 2011, 28(1): 63 – 67. (in Chinese)
- [16] 黄华, 罗雄, 雷禄容, 等. 长脉冲相对论速调管放大器杂频振荡的分析与抑制[J]. *电子学报*, 2010, 38(7): 1473 – 1477.  
Huang Hua, Luo Xiong, Lei Lurong, et al. Analysis and suppress of multi-frequency oscillation on long pulse relativistic klystron amplifiers [J]. *Acta Electronica Sinica*, 2010, 38(7): 1473 – 1477. (in Chinese)
- [17] 喻胜, 牛新建, 李宏福, 等. 8mm 回旋速调管的模拟设计与实验[J]. *电子学报*, 2006, 34(12A): 2541 – 2543.  
Yu Sheng, Niu Xinjian, Li Hongfu, et al. Simulation design and experiment of an 8mm gyrokystron amplifier[J]. *Acta Electronica Sinica*, 2006, 34(12A): 2541 – 2543. (in Chinese)
- [18] 丁耀根, 阮存军, 沈斌, 等. X 波段同轴腔多注速调管的研究[J]. *电子学报*, 2006, 34(s1): 2337 – 2341.  
Ding Yao-gen, Ruan Cun-jun, Shen Bin, et al. Study of a X-band coaxial cavity multi beam klystron[J]. *Acta Electronica Sinica*, 2006, 34(s1): 2337 – 2341. (in Chinese)
- [19] 殷勇, 祝大军, 刘盛纲, 等. 35GHz, TE<sub>021</sub> 回旋速调管的电磁模拟[J]. *电子学报*, 2005, 33(6): 1024 – 1027.  
Yin Yong, Zhu Da-jun, Liu Sheng-gang, et al. Electromagnetic simulation of a 35GHz, TE<sub>021</sub> gyrokystron[J]. *Acta Electronica Sinica*, 2005, 33(6): 1024 – 1027. (in Chinese)
- [20] Nayfeh A H. *Introduction to Perturbation Techniques*[M]. New York: John Wiley & Sons. Press, 1981, 226 – 240.
- [21] 罗诗裕, 邵明珠, 罗晓华. 正弦平方势与应变超晶格位错动力学[J]. *中国科学, G, 物理学, 力学和天文学*, 2010, 40(2): 207 – 212.  
Luo Shiyu, Shao Mingzhu, Luo Xiaohua. The Sine-squared potential and Dislocation Dynamics for Strained Superlattice [J]. *Sci Chin G, Physics, Mechanics & Astronomy*, 2010, 40(2): 207 – 212. (in Chinese)
- [22] 张梅, 罗晓华, 罗诗裕, 等. 晶体摆动场的辐射衰减与能量增益[J]. *发光学报*, 2010, 31(3): 454 – 458.  
Zhang Mei, Luo Xiao-hua, Luo Shi-yu, et al. The radiation attenuation and energy gain for crystalline undulator field [J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2010, 31(3): 454 – 458. (in Chinese)

### 作者简介



**李秀平(通讯作者)** 男, 1963年7月生于贵州镇远县. 博士, 副教授, 主要从事电子技术及半导体材料光电性质等领域的研究.

E-mail: 15917687688@163.com



**吴木营** 男, 1961年12月出生于河南洛阳. 副教授. 主要从事光电材料、加速器物理和计算物理等方面的研究工作.

E-mail: wumy@dgut.edu.cn