

# 高斯束激光摇摆场中的电子运动轨道分析

江少恩

(西南核物理与化学研究所, 成都 610003)

(1996 年 2 月 12 日收到; 1996 年 5 月 21 日收到修改稿)

对高斯束激光摇摆场中的电子运动轨道进行了分析. 推导出轴向导引磁场与反向传播的激光摇摆场作用下的单粒子电子运动轨道, 并对轨道的稳定性进行了分析. 发现当瑞利长度较大时, 得到的结果与平面电磁波摇摆场的结果相一致. 与静磁摇摆场的自由电子激光相似, 在激光摇摆场中的电子轨道也存在两类分立轨道, 但是, 与静磁摇摆场不同的是, 这两类轨道都是稳定的.

PACC: 4255T; 4170

## 1 引 言

自由电子激光(FEL)作为一种波段极宽的辐射源, 已有大量的研究. FEL 的机理是: 高能电子束在周期摇摆场的作用下产生横向摇摆运动, 摇摆运动的电子束在摇摆场与辐射场耦合形成的有质动力势的作用下产生十分强的相干辐射, 即产生了自由电子激光. 摇摆场可以是静磁场, 也可以是电磁场. 对于静磁摇摆场, FEL 的波长  $\lambda_s$  为

$$\lambda_s \simeq \frac{\lambda_w}{(1 + \beta_z) \beta_z \gamma_z^2} \simeq \frac{\lambda_w}{2 \gamma_0^2},$$

其中,  $\lambda_w$  为摇摆场周期,  $\beta_z = v_z/c$ ,  $v_z$  为电子纵向速度,  $\gamma_z = (1 - \beta_z^2)^{-\frac{1}{2}}$ ,  $\gamma_0$  为相对论因子. 由于电子的能量很高,  $\beta_z \simeq 1$ , 因此上式第二等号成立. 对于电磁摇摆场, FEL 的波长  $\lambda_s$  为

$$\lambda_s \simeq \frac{\lambda_w}{(1 + \beta_z)^2 \gamma_z^2} \simeq \frac{\lambda_w}{4 \gamma_0^2},$$

式中,  $\lambda_w$  为电磁摇摆场的波长.

由以上两式可知, 在  $\lambda_w$  和  $\gamma_0$  相同时, 电磁抽运 FEL 的波长更短. 一般而言, 静磁摇摆场的周期很难做到 1 cm 以下, 而电磁场作为摇摆场其波长可以很短, 如用分子激光作摇摆场<sup>[1]</sup>, 波长  $\lambda_w$  在微米量级, 用回旋脉塞作摇摆场<sup>[2]</sup>, 波长  $\lambda_w$  在毫米量级. 图 1

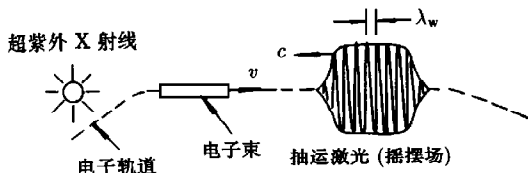


图 1 激光抽运的自由电子激光原理示意图

为用分子激光抽运自由电子激光示意图<sup>[3]</sup>. 在本文中抽运场与摇摆场含义相同. 图中  $v$  为电子速度, 待放大的超紫外 X 射线源(XUV source), 在与电子束和抽运激光作用下得到放大, 辐射 XUV 波段的 FEL.

我们的目的是研究电子在激光摇摆场中的运动轨道及其稳定性. 在文献[4]中, 仅分析了电子在平面波电磁摇摆场中的运动情况, 没有考虑电磁场的横向分布对电子运动的影响. 由于分子激光器输出的光束一般为高斯光束, 因此用平面电磁波代替高斯束来分析电子运动是不够的. 本文在文献[4]的基础上对激光摇摆场中的电子运动轨道作进一步的分析.

## 2 稳态电子运动轨道

沿  $z$  反向传播的圆极化基模高斯束激光摇摆场的矢势为

$$\mathbf{A}_w(r, z, t) = \frac{A}{1 + iz/z_R} \cdot \exp\left[-\frac{r^2/a^2}{1 + iz/z_R}\right] \times [-\hat{e}_x \cos(k_w z + \omega_w t) - \hat{e}_y \sin(k_w z + \omega_w t)],$$

式中  $A$  为矢势的幅值,  $a$  为  $z=0$  处的光束半径,  $k_w$  和  $\omega_w$  分别为波数和频率,  $z_R = k_w a^2/2$  为高斯束的瑞利长度,  $\hat{e}_x, \hat{e}_y$  表示  $x, y$  方向上的单位矢量,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . 当  $z \ll z_R$  时, 上式近似为

$$\mathbf{A}_w(r, z, t) = AG(r) [-\hat{e}_x \cos \alpha - \hat{e}_y \sin \alpha]. \quad (1)$$

式中, 为了方便记  $G(r) = \exp(-r^2/a^2)$ ,  $\alpha = k_w z + \omega_w t$ . 另外为了书写简洁而又不致引起混淆, 除特别指明外, 下面都将省去  $k_w, \omega_w$  及  $\lambda_w$  的下标  $w$ . 我们对(1)式作点说明, 以常用的钕玻璃 YAG 激光器为例, 基频时的  $\lambda_s = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $a = 0.1 \text{ cm}$ ,  $z_R = 3 \text{ m}$ , 二倍频时  $z_R = 6 \text{ m}$ , 三倍频时  $z_R = 9 \text{ m}$ . 显然  $z_R$  比 FEL 的相互作用距离长得多, 因此用(1)式作近似看来是合理的.

由(1)式可得到摇摆电磁场各分量为

$$\mathbf{B}_{w\perp}(r, z, t) = B_w G(r) \cdot [\hat{e}_x \cos \alpha + \hat{e}_y \sin \alpha], \quad (2)$$

$$\mathbf{B}_{wz}(r, z, t) = B_w \cdot \frac{r}{z_R} G(r) \sin(\alpha - \theta) \hat{e}_z, \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_{w\perp} = \frac{\omega}{kc} B_w \cdot [-\hat{e}_x \sin \alpha + \hat{e}_y \cos \alpha] G(r), \quad (4)$$

其中,  $B_w = k_w A_w$ ,  $c$  为光速,  $\theta = \arctg(y/x)$ ,  $E_{wz} = 0$ . 另外, 加一轴向导引磁场  $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{e}_z$  来束缚电子的横向运动. 于是电子的相对论运动方程为

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m\gamma} [\mathbf{E}_{w\perp} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{w\perp} + \mathbf{B}_{wz})] = \frac{1}{\gamma} \mathbf{v} \frac{d\gamma}{dt}, \quad (5)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{mc^2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_{w\perp}, \quad (6)$$

其中  $m, e$  分别为电子质量和电荷,  $\mathbf{v}$  为电子的速度. 引入随激光抽运场一起旋转的坐标系分析问题是十分方便的, 定义此坐标系为

$$\hat{e}_1 = \hat{e}_x \cos \alpha + \hat{e}_y \sin \alpha; \quad \hat{e}_2 = -\hat{e}_x \sin \alpha + \hat{e}_y \cos \alpha; \quad \hat{e}_3 = \hat{e}_z.$$

在此坐标系下,  $\mathbf{B}_{w\perp} = B_w G(r) \hat{e}_1$ ,  $\mathbf{E}_{w\perp} = B_w \frac{\omega}{kc} G(r) \hat{e}_2$ . 将(2)–(4)式代入运动方程(5), (6), 得

$$\dot{v}_1 = -\frac{1}{\gamma} \left[ \Omega_0 - \gamma(kv_3 + \omega) + \frac{r}{z_R} G(r) \sin \phi \Omega_w - \frac{\omega}{kc} \Omega_w G(r) \frac{v_1}{c} \right] v_2, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{v}_2 = & \frac{1}{\gamma} \left[ \Omega_0 - \gamma(\omega + kv_3) + \frac{r}{z_R} G(r) \sin \phi \Omega_w \right] v_1 \\ & - \frac{1}{\gamma} \Omega_w G(r) \left[ v_3 + \frac{\omega}{k} \right] + \frac{1}{\gamma} \frac{\omega}{kc} \Omega_w \frac{v_2^2}{c}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\dot{v}_3 = \frac{1}{\gamma} \Omega_3 G(r) \left[ 1 + \frac{\omega}{kc} \frac{v_3}{c} \right] v_2, \quad (9)$$

$$\dot{\gamma} = -\frac{\omega}{kc^2} \Omega_w v_2, \quad (10)$$

$$\dot{r} = v_1 \cos \phi - v_2 \sin \phi, \quad (11)$$

$$\dot{\phi} = kv_3 + \omega - \frac{1}{r} [v_1 \sin \phi + v_2 \cos \phi], \quad (12)$$

其中,  $\Omega_{0,w} = \left| \frac{eB_{0,w}}{mc} \right|$ ,  $\phi = \alpha - \theta = kz + \omega t - \theta$ , 各物理量上方的圆点表示对时间的微分.

现在分析电子运动的稳态解, 就是说  $v_1$ ,  $v_2$ ,  $v_3$ ,  $\gamma$ ,  $r$ ,  $\theta$  均为常数, 于是由(7)–(12)式可得到:  $v_1 = v_w$ ,  $v_2 = 0$ ,  $v_3 = v_{\parallel}$  ( $v_w$  和  $v_{\parallel}$  为常量),  $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ , 并有以下两式成立:

$$kv_{\parallel} + \omega = \pm v_w / r, \quad (13)$$

$$v_w = \frac{\Omega_w (\omega + kv_{\parallel}) G(r)}{k [\Omega_0 - \gamma(\omega + kv_{\parallel})] \pm krG(r) \Omega_w / z_R}. \quad (14)$$

由于  $\gamma$  为常数, 则有

$$v_w^2 + v_{\parallel}^2 = c^2 \left( 1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) = \text{常数}. \quad (15)$$

给定  $\Omega_0$ ,  $\Omega_w$ ,  $\gamma$ ,  $\omega$ ,  $k$  和  $z_R$  后, 从(13)–(15)式可求出  $v_w$ ,  $v_{\parallel}$  和  $r$ . 当  $a \rightarrow \infty$  时, 即  $z_R \rightarrow \infty$ , 或  $r \rightarrow 0$ , 则  $G(r) \rightarrow 1$ ,  $r/z_R \rightarrow 0$ , (14)式成为平面波摇摆场下的解<sup>[4]</sup>. 更进一步当摇摆场为静磁场时 ( $\omega = 0$ ), 则(14)和(15)式给出的解为两组分离的轨道<sup>[5]</sup>, 即  $\Omega_0 > \gamma kv_{\parallel}$  和  $\Omega_0 < \gamma kv_{\parallel}$ . 因此, (14)式是适用范围更广的公式. 还需要说明的是(14)式中的项

$\pm k\Omega_w rG(r)/z_R = \pm k\Omega_w f(r)$ , ( $f(r) = rG(r)/z_R$ ),  $f(r)$  的最大值  $f_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2}e} \cdot \frac{a}{z_R}$ , 在

一般情况下,  $\frac{a}{z_R} \ll 1$ . 仍以前面提过的钕玻璃激光为例,  $a/z_R \sim 10^{-4}$ , 因此  $\pm k\Omega_w f(r)$  的影响不大. 在考虑横向影响的可实现静磁摇摆场作用下的  $v_w$  公式为<sup>[6]</sup>

$$v_w = \frac{2\Omega_w v_{\parallel} I_1(\eta)/\eta}{\Omega_0 - kv_{\parallel} \pm 2\Omega_w I_1(\eta)}, \quad (16)$$

其中  $I_1$  为一阶修正贝塞尔函数,  $\eta = kv_{\parallel} r_0$ . 可以看出(14)和(16)式的形式相似, 但是, (16)

式中的项  $\pm 2\Omega_w I_1(\eta)$  对轨道的影响更大, 因为  $\eta \rightarrow 0$  时,  $I_1(\eta) \rightarrow \frac{\eta}{2} = k_w r/2 = \frac{\pi r}{\lambda_w}$ , 而(14)式中的项  $\pm k\Omega_w rG(r)/z_R$ , 当  $r \rightarrow 0$  时,  $rG(r)/z_R \rightarrow r/z_R$ , 对于静磁摇摆场  $\lambda_w \sim 1 \text{ cm}$ , 而  $z_R \sim 100 \text{ cm}$ , 可见  $z_R \gg \lambda_w$ , 因此  $I_1(\eta)$  的影响比  $f(r)$  的影响大得多,  $I_1(\eta)$  能使电子运动轨道发生较大的变化.

(14)式中的  $\omega$  和  $k$  并不是相互独立的量, 它们由介质中的色散关系确定. 假定电子束密度是均匀的且为单能束, 电子的速度为  $\mathbf{v} = v_w \hat{e}_1 + v_{\parallel} \hat{e}_3$ , 那么可求出  $\omega$  和  $k$  的色散关系为

$$\omega^2 - k^2 c^2 + \frac{\omega_p^2 (\omega \pm kv_{\parallel})}{\Omega_0 - \gamma(\omega \pm kv_{\parallel}) \pm \Omega_w f(r)} = 0, \quad (17)$$

其中  $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{\gamma m}}$  为电子束等离子体振荡频率,  $n$  为电子密度.

给定  $\Omega_0$ ,  $\Omega_w$ ,  $\gamma$ ,  $\omega$  和  $z_R$  (或  $a$ ) 后, 由(13), (14), (15)和(17)四个方程可求得四个变量  $v_w$ ,  $v_{\parallel}$ ,  $r$  和  $k$ , 这四个方程通过数值方法求解.

由于分子激光波长短, 一般满足  $\omega \gg \omega_p$ . 仍以钕玻璃激光器为例, 基频时对应的电子束密度为  $n_c = 1.1 \times 10^{21} \cdot \frac{1}{\lambda^2} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  ( $\lambda$  以  $\mu\text{m}$  为单位), 显然加速器输出的高能电子束密度远远低于此密度, 只有激光等离子体才能产生如此高的电子密度, 因此  $\omega \gg \omega_p$ , 于是(17)式中的第三项可略去, 则  $\omega = kc$ .

由(13), (14)式知,  $v_w$  的正负代表两种分离的轨道. 当  $v_w$  为正时, 对应于  $\Omega_0 > \gamma(\omega \pm kv_{\parallel})$ , (14)式中的项  $k\Omega_w f(r)$  前的符号取正号, 则分母变大, 而分子中的  $G(r)$  小于 1, 因此与理想的平面电磁摇摆场相比, 高斯束激光摇摆场中电子的横向速度  $v_w$  减小, 从而  $v_{\parallel}$  增大. 当  $v_w$  为负时, 对应于  $\Omega_0 < \gamma(\omega \pm kv_{\parallel})$ , (14)式中的项  $k\Omega_w f(r)$  前取负号, 分母的绝对值增大, 且  $G(r) < 1$ , 于是  $v_w$  减小,  $v_{\parallel}$  增大. 因此, 在这两种情况下, 考虑电磁场的横向影响后,  $v_{\parallel}$  都有少量的增大.

对(13), (14), (15)式的参量作无量纲化得到

$$(1 + \beta_{\parallel}) = \pm \beta_w / \bar{r}, \quad (18)$$

$$\beta_w = \frac{\bar{\Omega}_w (1 + \beta_{\parallel}) G(r)}{\bar{\Omega}_0 - (1 + \beta_{\parallel}) \pm f(r)}, \quad (19)$$

$$\beta_w^2 + \beta_{\parallel}^2 = 1 - 1/\gamma^2, \quad (20)$$

其中  $\beta_w = v_w/c$ ,  $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$ ,  $\bar{r} = kr$ ,  $\bar{\Omega}_w = \Omega_w/(\gamma\omega)$ ,  $\bar{\Omega}_0 = \Omega_0/(\gamma\omega)$ . 由(18)–(20)式知,  $\beta_w$ ,  $\beta_{\parallel}$ ,  $\bar{r}$  与  $\bar{\Omega}_w$ ,  $\bar{\Omega}_0$  和  $\gamma$  有关. 当给定激光强度和波长及电子能量后, 就确定了  $\bar{\Omega}_w$  和  $\gamma$ , 因此  $\bar{\Omega}_0$  的值就决定了  $\beta_{\parallel}$  等参数.

我们选取参数作为例子进行计算. 电子束的能量  $E = 2 \text{ MeV}$ ,  $\gamma = 5$ . 激光器选用我国“神光”装置<sup>[7]</sup>, 其功率密度最高达  $I = 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , 波长有三种:  $1.06 \mu\text{m}$  (基频),  $0.53 \mu\text{m}$  (二倍频),  $0.35 \mu\text{m}$  (三倍频), 计算中选取基频波长.  $B_w = 9.15 \times 10^{-6} \sqrt{I}$  ( $B_w$  的单位为 T,  $I$  的单位为  $\text{W/cm}^2$ ),  $\Omega_w = eB_w/(mc) = 1.65 \times 10^6 \sqrt{I}$ ,  $\bar{\Omega}_w = \Omega_w/(\gamma\omega) = 0.1$ . 取  $a = 1 \text{ mm}$ , 则  $z_R = 3 \text{ m}$ . 按所选参数, 由(18)–(20)式计算的结果见图 2, 图 2 为  $\beta_{\parallel}$  随  $\bar{\Omega}_0$

的变化曲线. 图中实线为不考虑场的横向变化的结果(电磁摇摆场为平面波的情况), 虚线为摇摆场是高斯束的结果. 图中第一族轨道对应于  $\Omega_0 < \gamma(\omega + kv_{\parallel})$ , 第二族轨道对应于  $\Omega_0 > \gamma(\omega + kv_{\parallel})$ . 可以看出, 考虑电磁场的变化后,  $\beta_{\parallel}$  略有增大, 但增大不多. 这是由于对所计算的参数, 电子的运动半径很小, 电子运动所感受到的场接近于平面电磁波的缘故.

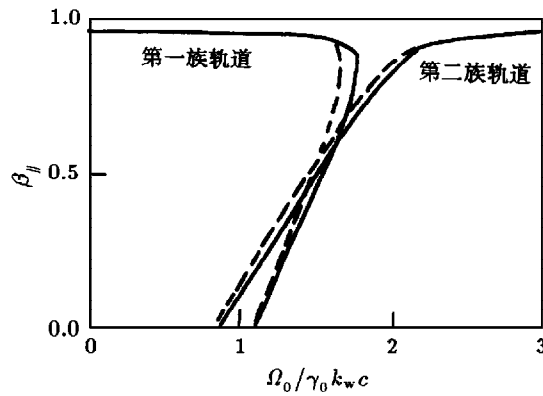


图2 轴向速度随轴向导引场的变化 —— 为平面摇摆场, --- 为激光摇摆场

由(18)–(20)式可得, 当  $\beta_{\parallel} = 0$  时,  $\bar{\Omega}_0 = (1 \pm \Omega_w) \left( 1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) \approx 1 \pm \bar{\Omega}_w$ .

这与静磁摇摆场中的电子运动轨道的

区别较大, 对于静磁摇摆场中的两族电子轨道, 在  $\beta_{\parallel} = 0$  时,  $\Omega_0$  都为 0; 而对于电磁摇摆场中的两族电子轨道, 在  $\beta_{\parallel} = 0$  时, 两个轨道对应的起始点分别为  $\bar{\Omega}_0 = 1 + \bar{\Omega}_w$  (第一族轨道) 和  $\bar{\Omega}_0 = 1 - \bar{\Omega}_w$  (第二族轨道).

### 3 运动稳定性分析

我们采用扰动方法来分析电子在电磁摇摆场中的运动稳定性. 由于问题的复杂性, 且又由于  $\Omega_0 \gg \frac{r}{z_R} G(r) \Omega_w \left( \frac{r}{z_R} \sim 10^{-4} \right)$ , 于是可忽略这一项的影响, 即忽略  $B_{wz}$  的影响(见(3)式). 令  $v_1 = v_w + \delta v_1$ ,  $v_2 = \delta v_2$ ,  $v_3 = v_{\parallel} + \delta v_3$ ,  $\gamma = \gamma_0 + \delta \gamma$ ,  $r = r_0 + \delta r$ ,  $\phi = \phi_0 + \delta \phi$ , 保留一阶项, 忽略二阶小量, 于是由(7)–(10)式可得

$$\gamma_0 \delta \dot{v}_1 = - [\Omega_0 - \gamma_0(\omega + kv_{\parallel}) - \beta_w \Omega_w G(r)] \delta v_2, \quad (21)$$

$$\gamma_0 \delta \dot{v}_2 = [\Omega_0 - \gamma_0(\omega + kv_{\parallel})] \delta v_1 - [\Omega_w G(r) + \gamma_0 kv_w] \delta v_3 - (\omega + kv_{\parallel}) v_w \delta \gamma, \quad (22)$$

$$\gamma_0 \delta \dot{v}_3 = \Omega_w G(r) (1 + \beta_{\parallel}) \delta v_2, \quad (23)$$

$$\delta \dot{\gamma} = - \frac{\Omega_w}{c} G(r) \delta v_2. \quad (24)$$

在(22)式中忽略了  $\Omega_w G(r) \left( \frac{r}{a} \right) \left( \frac{\delta r}{a} \right) v_{\parallel}$  项(因为  $r/a < 1$  且  $\delta r/a \ll 1$ ). 由于(21)–(24)式中不含  $\delta r$  和  $\delta \phi$ , 因此不需要  $\delta r$  和  $\delta \phi$  的方程式, 且已用到了  $\omega = kc$ .

对(21)–(24)式的四个一阶微分方程进行对角化, 可得到

$$\left[ \frac{d^2}{dt^2} + \Omega^2 \right] \delta v_2 = 0, \quad (25)$$

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{d^2}{dt^2} + \Omega^2 \right] \begin{pmatrix} \delta v_1 \\ \delta v_3 \\ \delta \gamma \end{pmatrix} = 0, \quad (26)$$

$$\text{其中} \quad \Omega^2 \equiv [\Omega_0 - \gamma_0(\omega + kv_{\parallel})]^2 / \gamma^2. \quad (27)$$

当  $\Omega^2 \geq 0$  时, 电子的运动轨道是稳定的. 而由(27)式知  $\Omega^2 \geq 0$  是恒成立的, 因此说明电子的运动轨道是恒稳的. 这与静磁摇摆场的情形不同, 也与平面电磁摇摆场的情形有所不同, 它们中的电子轨道是有条件稳定的<sup>[3,4]</sup>. 而对于激光摇摆场的情形, 由于电子等离子体密度对激光抽运场的影响极微(即  $\omega \simeq kc$ ), 且电子运动半径较小, 电子运动难以偏离稳态轨道, 因此电子运动是恒稳的. 而恒稳的电子运动轨道对于激光作为摇摆场是极其有利的, 可以使较短波长的自由电子激光获得较高的增益.

## 4 结 语

本文分析了电子在激光摇摆场中的运动及其稳定性, 从分析中发现: (1) 电子运动存在两族轨道; (2) 电子运动轨道是恒稳的.

激光作抽运场, 可使 FEL 的波长缩短, 有希望达到 X 射线波段, 这对于新波段可调谐的相干光源的开发是极其有意义的. 但是, 激光作抽运场产生高增益的 FEL 要求高能抽运激光场以及高密度和高品质的束流. 目前这种品质的束流还不存在, 但有许多大的研究计划正在进行以期达到此目的. 而作为抽运场的高能激光, 世界上最大的激光器 NOVA 可以达到  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  的功率密度, 这可以使短波长的 FEL 获得很高的增益<sup>[3]</sup>. 总之, 激光抽运场极有希望产生相干性很好的高能 X 射线的自由电子激光.

- [1] J. Gea-Banacloche, G. T. Moore, R. R. Schlicher *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-23**(1987), 1558.
- [2] B. G. Danly, G. Bekefi, R. C. Davidson *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-23**(1987), 103.
- [3] C. M. Tang, *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research*, **A304**(1991), 526.
- [4] H. P. Freund, R. A. Kehy and V. L. Granastein, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-21**(1985), 1080.
- [5] L. Friendland, *Phys. Fluids*, **23**(1980), 2376.
- [6] H. P. Freund and A. K. Ganguly, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-21**(1985), 1073.
- [7] 范滇元, 激光与红外, **21**(1991), 12.
- [8] 刘盛纲, 相对论电子学(科学出版社, 北京, 1987), 第 13 章.

## ANALYSIS ON ELECTRON MOTIVE ORBITS IN GAUSSIAN BEAM'S LASER WIGGLER

JIANG SHAO-EN

(*Southwest Institute of Nuclear Physics and Chemistry, Chengdu 610003*)

(Received 12 February 1996; revised manuscript received 21 May 1996)

### ABSTRACT

The electron orbits in Gaussian beam's laser wiggler are analysed. The single-particle orbits due to large amplitude, backward propagating pump laser field and axial guide magnetic field are derived, and the stabilities of the orbits are discussed. It is found that the results agree with that of the plane electromagnetic wiggler. Similiar to the orbits in magnetostatic wiggler in free-electron laser (FEL), the orbits in pump laser field have two classes of orbits. However, different from the orbits in a magnetostatic wiggler, the two classes of orbits in pump laser are stable.

PACC: 4255T; 4170