第5卷 第4期 光 学 学 报 Vol. 5, No. 4
1985年4月 ACTA OPTICA SINICA April, 1985

具有导向磁场的线偏振 Wiggler 自由电子激光器

陈建文 傅淑芬 张大可
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文用单粒子模型，计算了在线偏振 Wiggler 场上叠加一个均匀轴向磁场，对自由电子相干辐射增益的影响。结果表明，在近共振辐射波长上得到了增益增强，但轴向磁场过强，会引起增益下降。

一、引 言

自从斯坦福大学[1]报道了自由电子激光器成功运转以来，在这个领域开展了许多理论和实验研究工作。而其中很大一部分工作是提高自由电子激光器的效率，然而迄今所发表的实验结果与理论预言相差仍然较远。Kroll 等人[2]用变周期的螺旋磁场使电子的网包(Bucket)减速，以获得较高的增益。Meday 等人[3]提出采用梯度螺旋磁场方案，选择合适横向梯度分布场，使得整个横向位置上共振条件都满足，保证辐射场与自由电子之间最大能量交换。Naval 实验室[4]在螺旋磁场上叠加一个轴向磁场准直电子束，把自由电子激光器的效率提高了好几倍。文献 [5] 用一个简化的模型，详细讨论了轴向磁场的引入导致了频率红移，谱线展宽，增益增强的结果。

本文试图从经典理论出发，研究在线偏振磁场上叠加一个轴向磁场对自由电子辐射的影响。并假定电子束的电流密度相当低，以致可忽略电子间的静电相互作用，而用单粒子模型来描述。由于本文只讨论小信号增益，所以可认为入射电磁波对电子在静磁场中的运动只起一种微扰作用，从而简化了求解过程。并假定入射电磁波是平面波，与横向坐标无关，所以我们的讨论限于一维问题。在以上所假定的条件下，分析表明：轴向磁场使得自由电子近共振辐射的增益增强。

二、电子运动方程

众所周知，一个线偏振场可由两个反向旋转的圆偏振场叠加而成，因此本文的计算，将按左旋和右旋圆偏振分别进行，然后把计算得到的结果叠加，以得到线偏振场的结果。

线偏振的 Wiggler 场、轴向引导场和辐射场分别可写为

$$\boldsymbol{A}_w=-\frac{B_\perp}{2K_w}(\cos\xi_w\boldsymbol{i}+\sin\xi_w\boldsymbol{j})-\frac{B_\perp}{2K_w}(\cos\xi_w\boldsymbol{i}-\sin\xi_w\boldsymbol{j}),$$

收稿日期：1984年8月24日； 收到修改稿日期：1984年12月5日

$$\boldsymbol{A}_\alpha=\boldsymbol{A}_{\alpha_1}+\boldsymbol{A}_{\alpha_2}=2[(-B_{/\!/}y/4)\boldsymbol{i}+(B_{/\!/}x/4)\boldsymbol{j}],$$

$$\boldsymbol{A}_L=\boldsymbol{A}_{L_1}+\boldsymbol{A}_{L_2}=[\boldsymbol{A}_L(\cos\xi_L\boldsymbol{i}-\sin\xi_L\boldsymbol{j})/2]+[\boldsymbol{A}_L(\cos\xi_L\boldsymbol{i}+\sin\xi_L\boldsymbol{j})/2]。$$

则总的磁场强度为

$$\boldsymbol{B}_1=\boldsymbol{B}_{L_1}+\boldsymbol{B}_{w_1}+\boldsymbol{B}_{\alpha_1}=[(A_LK_L/2)\cos\xi_L+(B_\perp/2)\cos\xi_w]\boldsymbol{i}$$
$$+[(-A_LK_L/2)\sin\xi_L+(B_\perp/2)\sin\xi_w]\boldsymbol{j}+(B_{/\!/}/2)\boldsymbol{k},$$

$$\boldsymbol{B}_2=\boldsymbol{B}_{L_2}+\boldsymbol{B}_{w_2}+\boldsymbol{B}_{\alpha_2}=[(-A_LK_{L/2})\cos\xi_L-(B_\perp/2)\cos\xi_w\boldsymbol{i}$$
$$+[(-A_LK_L/2)\sin\xi_L+(B_\perp/2)\sin\xi_w]\boldsymbol{j}+(B_{/\!/}/2)\boldsymbol{k}。$$

电场强度

$$\boldsymbol{E}_1=\boldsymbol{E}_{L_1}=(-E_0/2)(\sin\xi_L\boldsymbol{i}+\cos\xi_L\boldsymbol{j}),$$
$$\boldsymbol{E}_2=\boldsymbol{E}_{L_2}=(-E_0/2)(\sin\xi_L\boldsymbol{i}-\cos\xi_L\boldsymbol{j}),$$

式中 $\xi_L=K_Lz+\omega_Lt+\phi_L$, $\xi_w=K_wz+\phi_w$; K_L、ω_L、ϕ_L 分别为辐射场波矢、圆频率和初位相; K_w, ϕ_w 为静磁场波矢和初位相; $B_\perp$, $B_{/\!/}$ 分别为横向和轴向磁场强度。E_0 是入射波振幅。下标 1 和 2 分别表示左旋和右旋偏振场。

据 Lorentz 方程

$$\frac{d}{dt}\boldsymbol{p}_1=-|e|(\boldsymbol{E}_1+\boldsymbol{v}_1\times\boldsymbol{B}_1),\ \frac{d}{dt}\boldsymbol{p}_2=-|e|(\boldsymbol{E}_2+\boldsymbol{v}_2\times\boldsymbol{B}_2)。$$

上述方程的分量形式为

$$\frac{d}{dt}\gamma\dot{x}_1=-\frac{|e|}{m}(E_{1x}+\dot{y}_1B_{1z}-\dot{z}_1B_{1y})$$
$$=\frac{|e|E_0}{2m}\sin\xi_L-\frac{|e|B_{/\!/}}{2m}\dot{y}_1+\frac{|e|}{m}\dot{z}_1\left(-\frac{A_LK_L}{2}\sin\xi_L+\frac{B_\perp}{2}\sin\xi_w\right),\tag{1}$$

$$\frac{d}{dt}\gamma\dot{y}_1=-\frac{|e|}{m}(E_{1y}+\dot{z}B_{1x}-\dot{x}_1B_{1z})$$
$$=\frac{|e|E_0}{2m}\cos\xi_L+\frac{|e|B_{/\!/}}{2m}\dot{x}_1-\frac{|e|}{m}\dot{z}_1\left(\frac{A_LK_L}{2}\cos\xi_L+\frac{B_\perp}{2}\cos\xi_w\right),\tag{2}$$

$$\frac{d}{dt}\gamma\dot{z}_1=-\frac{|e|}{m}(E_{1z}+\dot{x}_1B_{1y}-\dot{y}_1B_{1x})$$
$$=\frac{|e|A_LK_L}{2m}(\dot{x}_1\sin\xi_L+\dot{y}_1\cos\xi_L)-\frac{|e|B_\perp}{2m}(\dot{x}_1\sin\xi_w-\dot{y}\cos\xi_w),\tag{3}$$

式中 m 是电子的静止质量, $|e|$ 是电子的电荷数值, γ 是相对论因子。

考虑到自由电子的无微扰轨道,即让辐射场 $\boldsymbol{A}_L$ 为零。电子在静磁场中的运动方程为

$$\frac{d}{dt}\gamma=0,\quad \gamma=\gamma_s,\tag{4}$$

$$\frac{d}{dt}x_{1s}=-\Omega_{/\!/}y_{1s}-\frac{\Omega_\perp}{K_w}\cos\xi_w,\quad \frac{d}{dt}y_{1s}=\Omega_{/\!/}x_s-\frac{\Omega_\perp}{K_w}\sin\xi_{w_s},\tag{5}$$

式中 $\Omega_{/\!/}=(|e|B_{/\!/}/2m\gamma_s)$, $\Omega_\perp=(|e|B_\perp/2m\gamma_s)$, $\Omega_{/\!/}$ 和 $\Omega_\perp$ 分别是电子在轴向及横向磁场中的回旋频率, γ_s 为初始电子能量。很容易求得

$$x_{1s}=r_{01}\sin\xi_{w_s},\quad y_{1s}=-r_{01}\cos\xi_{w_s},\quad z_{1s}=ut+z_0,\tag{6}$$

式中 u 是电子的初始纵向速度, $r_{01}=\Omega_\perp/K_w\Delta\Omega$, 而 $\Delta\Omega=\Omega_{/\!/}-K_wu$。同理可求得

$$\frac{d}{dt}x_{2s}=-\Omega_{/\!/}y_{2s}-\frac{\Omega_\perp}{K_w}\cos\xi_{w_s},\quad \frac{d}{dt}y_{2s}=\Omega_{/\!/}x_{2s}+\frac{\Omega_\perp}{K_w}\sin\xi_{w_s}。$$

解得: $$x_{2s}=-r_{02}\sin\xi_{w_s},\quad y_{2s}=-r_{02}\cos\xi_{w_s},$$

式中 $r_{02}=\dfrac{\Omega_\perp}{K_w}\dfrac{1}{\Omega_{/\!/}+K_w u}$。在近磁共振条件下, $\Delta\Omega=\Omega_{/\!/}-K_w u\to 0$, 因此有 $r_{01}\gg r_{02}$。

$$x_s=x_{1s}+x_{2s}=(r_{01}-r_{02})\sin\xi_{w_s}\doteq r_{01}\sin\xi_{w_s},\tag{7}$$

同理:

$$y_s\doteq -r_{01}\cos\xi_{w_s}。\tag{8}$$

从方程 (7) 和 (8) 两式可以看出, 电子横向运动轨道近似为一个圆, 其回旋半径为 $\dfrac{\Omega_\perp}{K_w}\dfrac{1}{\Omega_{/\!/}-K_w u}$, 这和螺旋磁场上叠加一个均匀轴向磁场所得到的结果基本一致。

三、小信号增益

假定自由电子和辐射场在整个相互作用过程中能量是守恒的, 即除了电子和场之间的能量交换外, 再也没有其它任何形式的能量损失。相对论电子在辐射场的微扰作用下, 轨迹和能量分别表示为

$$\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_s+\delta\boldsymbol{r}_1+\delta\boldsymbol{r}_2+\cdots,\tag{9}$$

$$\gamma=\gamma_s+\delta\gamma_1+\delta\gamma_2+\cdots。\tag{10}$$

又: $$\delta\gamma_1=\delta\gamma_{11}+\delta\gamma_{12},\quad \delta\gamma_2=\delta\gamma_{21}+\delta\gamma_{22}。$$

式中 $\delta\boldsymbol{r}_1=(\delta x_1, \delta y_1, \delta z_1)$ 和 $\delta\gamma_1$ 都是正比于 E_0 的一级小量, 并且在 $t=0$ 时均取为零。$\delta\boldsymbol{r}_2$ 和 $\delta\gamma_2$ 为二级小量。下标中的第二位数代表左、右旋圆偏振。

一阶微扰能量方程为

$$\frac{d}{dt}\delta\gamma_{11}=-\frac{|e|}{mc^2}\left(E_{1x_s}\frac{dx_{1s}}{dt}+E_{1y_s}\frac{dy_{1s}}{dt}\right)=\frac{|e|E_0r_{01}K_w u}{2mc^2}\sin(\Delta\omega t-\phi_0),$$

式中 $\Delta\omega=\omega_L(1-\beta_{z0})-K_w u$, $\beta_{z0}=u/c$, $\phi_0=(K_L+K_w)z_0+\phi_L+\phi_w$。对上式积分, 求得 $\delta\gamma_{11}$ 为

$$\delta\gamma_{11}=-\frac{|e|E_0r_{01}K_w u}{2mc^2\Delta\omega}[\cos\phi_0-\cos(\Delta\omega t-\phi_0)]。\tag{11}$$

同样, 求得 $\delta\gamma_{12}$ 为

$$\delta\gamma_{12}=-\frac{|e|E_0r_{02}K_w u}{2mc^2\Delta\omega}[\cos\phi_0-\cos(\Delta\omega t-\phi_0)]。$$

由于 $r_{01}\gg r_{02}$, 所以, $\delta\gamma_1=\delta\gamma_{11}+\delta\gamma_{12}\doteq\delta\gamma_{11}$, 即:

$$\delta\gamma_1\doteq-\frac{|e|E_0r_{01}K_w u}{2mc^2\Delta\omega}[\cos\phi_0-\cos(\Delta\omega t-\phi_0)]。\tag{12}$$

上式给出了单个自由电子和辐射场相互作用过程中在一级近似的条件下的能量变化, 为了求得电子束作为一个整体的宏观效应, 就必须对每个电子的初始位相求平均, 求得

$$\langle\delta\gamma_1\rangle=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\delta\gamma_1 d\phi_0=0。$$

上式表明, 由于磁场对电子不作功, 辐射场电场和自由电子间没有纯的能量转移。也就是说, 在一级线性范围内, 在一个辐射波长内, 自由电子在半个周期内被加速, 在另一半周期内被减速, 于是, 对初始位相的平均为零。

又从方程(1)和(2)式得到

$$\frac{d}{dt}\delta x_{/\!/}=\frac{\Omega_E}{K_L}\cos\xi_{L_s}-\Omega_{/\!/}\delta y_{/\!/}+\Omega_\perp\delta z_{/\!/}\sin\xi_{w_s}-\frac{\delta\gamma_{/\!/}}{\gamma_s}r_{01}K_wu\cos\xi_{w_s},\tag{13}$$

$$\frac{d}{dt}\delta y_{/\!/}=-\frac{\Omega_E}{K_L}\sin\xi_{L_s}+\Omega_{/\!/}\delta x_{/\!/}-\Omega_\perp\delta z_{/\!/}\cos\xi_{w_s}-\frac{\delta\gamma_{/\!/}}{\gamma_s}r_{01}K_wu\sin\xi_{w_s},\tag{14}$$

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\delta z_{/\!/}&=\Omega_E(\dot{x}_{1s}\sin\xi_{L_s}+\dot{y}_{1s}\cos\xi_{L_s})-\Omega_\perp[K_w\delta z_{/\!/}(\dot{x}_{1s}\cos\xi_{w_s}+\dot{y}_{1s}\sin\xi_{w_s})\\&\quad+(\delta\dot{x}_{/\!/}\sin\xi_{w_s}-\delta y_{/\!/}\cos\xi_{w_s})]=-\Omega_E\left(r_{01}K_wu-\frac{\Omega_\perp}{K_L}\right)\sin(\Delta\omega t-\phi_0)\\&\quad-\Omega_\perp(\Omega_\perp+r_{01}K_w^2u)\delta z_{/\!/}+\Omega_\perp\Omega_{/\!/}(\delta x_{/\!/}\cos\xi_{w_s}+\delta y_{/\!/}\sin\xi_{w_s}),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{d^2}{dt^2}\delta z_{/\!/}+\Omega^2\delta z_{/\!/}&=-\Omega_E\left(r_{01}K_wu-\frac{\Omega_\perp}{K_L}\right)\sin(\Delta\omega t-\phi_0)\\&\quad+\Omega_\perp\Omega_{/\!/}(\delta x_{/\!/}\cos\xi_{w_s}+\delta y_{/\!/}\sin\xi_{w_s}),\end{aligned}\tag{15}$$

式中
$$\Omega_E=\frac{|e|E_0}{2\gamma_smc},\quad \Omega^2=\Omega_\perp(\Omega_\perp+r_{01}K_w^2u)=\frac{\Omega_\perp\Omega_{/\!/}}{\Delta\Omega},$$

方程(13)、(14)和(15)三式是一组耦合方程，难以直接求解，为此，我们设

$$\delta x_{/\!/}=r_{/\!/}\cos\varphi,\quad \delta y_{/\!/}=r_{/\!/}\sin\varphi。$$

按此

$$\frac{d}{dt}\delta x_{/\!/}=\cos\varphi\frac{dr_{/\!/}}{dt}-r_{/\!/}\sin\varphi\frac{d\varphi}{dt},\tag{16}$$

$$\frac{d}{dt}\delta y_{/\!/}=\sin\varphi\frac{dr_{/\!/}}{dt}+r_{/\!/}\cos\varphi\frac{d\varphi}{dt}。\tag{17}$$

将(16)和(17)两式代入(13)、(14)两式，考虑到 $\Omega_{/\!/}\gg\Omega_\perp\gg\Omega_E$，则有近似关系式：$\frac{d\varphi}{dt}\doteq\Omega_{/\!/}$，同时，在近磁共振条件下，$\varphi\approx\xi_{w_s}$，则 $\delta z_{/\!/}\sin(\varphi-\xi_{w_s})$ 是二阶小量，故可忽略不计，经整理得到

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}r_{/\!/}&\doteq\frac{\Omega_E}{K_L}\cos(\varphi+\xi_{L_s})-\frac{r_{11}K_wu}{\gamma_s}\delta\gamma_{/\!/}\\&=\frac{\Omega_E}{K_L}\cos(\delta\omega t+\phi_0')+\frac{\Omega_E(r_{01}K_wu)^2}{c\Delta\omega}[\cos\phi_0-\cos(\Delta\omega t+\phi_0)],\end{aligned}\tag{18}$$

解得

$$\begin{aligned}r_{/\!/}(t)&=\frac{\Omega_E}{K_L\delta\omega}[\sin(\delta\omega t+\phi_0')-\sin\phi_0']+\frac{\Omega_E}{c}\left(\frac{r_{01}K_wu}{\Delta\omega}\right)^2\\&\quad\times[\Delta\omega t\cos\phi_0-\sin\phi_0-\sin(\Delta\omega t-\phi_0)],\end{aligned}\tag{19}$$

其中
$$\delta\omega=\Omega_{/\!/}-\omega_L(1-\beta_{z_s}),\quad \phi_0'=K_Lz_0+\phi_L。$$

将(19)式代入(15)式，近似地有

$$\begin{aligned}\frac{d^2}{dt^2}\delta z_{/\!/}+\Omega^2\delta z_{/\!/}&=-\Omega_E\left(r_{01}K_wu-\frac{\Omega_\perp}{K_L}\right)\sin(\Delta\omega t-\phi_0)\\&\quad+\frac{\Omega_E\Omega_\perp\Omega_{/\!/}}{K_L\delta\omega}[\sin(\delta\omega t+\phi_0')-\sin\phi_0']\\&\quad+\frac{\Omega_E\Omega_\perp\Omega_{/\!/}}{c}\left(\frac{r_{01}K_wu}{\Delta\omega}\right)^2[\Delta\omega t\cos\phi_0-\sin\phi_0-\sin(\Delta\omega t-\phi_0)],\end{aligned}$$

解得

$$\delta z_{/\!/}=C_1\sin(\Delta\omega t-\phi_0)+C_2\sin(\delta\omega t+\phi_0')+C_3\sin\phi_0'+C_4\sin\phi_0+C_5\Delta\omega t\cos\phi_0,\tag{20}$$

其中 $$C_1=-\left[\Omega_E\left(r_{01}K_w u-\frac{\Omega_\perp}{K_L}\right)+\frac{\Omega_E\Omega_\perp\Omega_{/\!/}}{c}\left(\frac{r_{01}K_w u}{\Delta\omega}\right)^2\right](\Omega^2-\Delta\omega^2)^{-1},$$

$$C_2=\frac{\Omega_E\Omega_\perp\Omega_{/\!/}}{K_L\delta\omega}(\Omega^2-\delta\omega^2)^{-1},\ C_3=-\frac{\Omega_E\Omega_\perp\Omega_{/\!/}}{K_L\delta\omega\Omega^2},$$

$$C_4=C_5=\frac{\Omega_E\Omega_\perp\Omega_{/\!/}}{c\Omega^2}\left(\frac{r_{01}K_w u}{\Delta\omega}\right)^2。$$

二阶非线性能量变化为

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\delta\gamma_{21}&=\frac{|e|E_0}{2mc^2}[K_L\delta z_{/\!/}(\dot{x}_{1s}\cos\xi_{L_s}-\dot{y}_{1s}\sin\xi_{L_s})+(\delta\dot{x}_{/\!/}\sin\xi_{L_s}+\delta\dot{y}_{/\!/}\cos\xi_{L_s})]\\&=\frac{|e|E_0K_Lr_{01}K_w u}{2mc^3}\delta z_{/\!/}\cos(\Delta\omega t-\phi_0)\\&\quad+\frac{|e|E_0}{2mc^2}\left[\sin(\delta\omega t+\phi_0')\frac{d}{dt}r_{/\!/}+r_{/\!/}\Omega_{/\!/}\cos(\delta\omega t+\phi_0')\right]。\end{aligned}\tag{21}$$

将方程(21)式对 t 积分，并对初始位相 ϕ_0 和 ϕ_0' 求平均得到

$$\langle\delta\gamma_{21}\rangle=-\frac{|e|E_0K_Lr_{01}K_w u^3\Omega_E\Omega_\perp}{2mc^3\Delta\Omega\Delta\omega^3}\left(1-\cos\Delta\omega t-\frac{\Delta\omega t}{3}\sin\Delta\omega t\right)。\tag{22}$$

同理，可以求得 $\langle\delta\gamma_{22}\rangle$ 为

$$\langle\delta\gamma_{22}\rangle=-\frac{|e|E_0K_Lr_{02}K_w u^3\Omega_E\Omega_\perp}{2mc^3\Delta\Omega\Delta\omega^3}\left(1-\cos\Delta\omega t-\frac{\Delta\omega t}{2}\sin\Delta\omega t\right)。$$

由于 $r_{01}\gg r_{02}$，即有 $\langle\delta\gamma_2\rangle\doteq\langle\delta\gamma_{22}\rangle$。

由上式可知，在二阶近似中，在自由电子和辐射场之间发生了单向能量转移。小信号增益可以表示为

$$g(t)=-\frac{\langle\delta\gamma\rangle mc^2\rho_e V}{\epsilon_0E_0^2V},\tag{23}$$

式中 ρ_e 就是单位体积内包含的电子数，V 是相互作用区域体积，$\epsilon_0E_0^2V$ 是初始辐射能量，而

$$\langle\delta\gamma\rangle=\langle\gamma-\gamma_s\rangle\doteq\langle\delta\gamma_2\rangle。$$

将(22)式代入(23)式，求得小信号增益为

$$g(t)=g_0\left(1-\cos\Delta\omega t-\frac{\Delta\omega t}{2}\sin\Delta\omega t\right),\tag{24}$$

式中

$$g_0=\frac{|e|^4\rho_eB_\perp^2\omega_L\beta_{z_0}^3}{\epsilon\Delta\Omega^2\gamma_s^3m^3\Delta\omega^5},\tag{25}$$

如果我们令 $B_{/\!/}=0$，即考虑无轴向场的情况时，所得到的结果与文献[6]给出的增益表达式基本一致。

从方程(24)式可以看出，当 $K_w u\sim\Omega_{/\!/}$ 时，也就是说，在电子坐标系中，当线偏振磁场的频率等于电子在均匀磁场中的回旋频率，也即发生磁共振时，可以得到增益的共振增强。而当 $\Omega_{/\!/}>K_w u$，即轴向均匀磁场太强，反而会导致增益下降。

另一方面，增益 $g(t)$ 随辐射场频率 ω_L 的变化，也可以从(25)式中导出

$$\frac{d}{d\omega_L}g_0=-\frac{K_w u+2\omega_L(1-\beta_{z_0})}{(\Delta\omega)^4}。$$

上式恒小于零。这就是说，频率越高，增益就越低，增益随辐射波长的减小而降低。

上述这两种情况，和圆偏振螺旋磁场是一致的。可见，适当地引入轴向磁场，不论对圆偏振，还是对线偏振 Wiggler 的自由电子激光器，都可以使增益有所提高。这是提高自由电子激光器效率的有效方法之一。

参考文献

[1] L. R. Elias *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **36**, No. 13 (Mar), 717.
[2] N. M. Kroll *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **QE-17**, No. 8 (Aug), 1436.
[3] J. M. Madey; «*Physics of Quantum Electronics* Ed. by S. F. Jacob *et al.*; Vol. 5 & Vol. 7», (Addison-Wesley publishing compang 1982).
[4] R. H. Jackron *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983, **QE-19**, No. 3 (Mar), 346.
[5] 王海林，陈建文；«光学学报», 1984, **4**, No. 9 (Sep), 791.
[6] S. K. Ride *et al.*; *Appl. Phys*, 1979, **20**, No. 1 (Sep), 41.

A free electron laser with linealy polarized wiggler and axial magnetic field

CHEN JIANWEN　FU SHUFEN AND ZHANG DAKE

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

(Received 24 August 1984; revised 5 Decemcer 1984)

Abstract

Using a classical single particle model of free electron laser, the effects of a uniform axial magnetic field on the gain of a free electron laser with linearly polarized wiggler were discussed. Gain enhancement near magnetic resonance was obtained.