

可调谐X射线SASE自由电子激光器的数值模拟

顾小卫^{1,2}, 蒙林²

(1. 浙江理工大学信息学院 杭州 310018; 2. 电子科技大学物理电子学院 成都 610054)

【摘要】利用粒子经典理论建立了自放大自发辐射(SASE)自由电子激光高增益自治方程组,编写了稳态Matlab-SASE-FEL数值计算程序;对LCLS装置参数进行了优化,给出了辐射光的各特征参数。该程序的主要优势在于基于Matlab的便利性可方便地进行后处理数据,对X射线FEL理论研究的深化和实验装置的设计和改进具有重要的意义。

关键词 LCLS; 数值模拟; 自放大自发辐射自由电子激光; X射线自由电子激光

中图分类号 TN248.6

文献标志码 A

doi:10.3969/j.issn.1001-0548.2013.06.012

Tunable X-Ray SASE FEL Numerical Simulation

GU Xiao-wei^{1,2} and MENG Lin²

(1. School of Information Science and Technology, Zhejiang Sci-Tech University Hangzhou 310018;

(2. School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China Chengdu 610054)

Abstract Free-electron laser (FEL) wavelength can continuously tuning (up to X-ray band) with high power and high efficiency. FEL has a great potential in femtosecond science, biological molecules, nano science research field and etc. In this paper, we established the self-consistent equations of self amplified spontaneous emission (SASE) FEL by using the classical particle theory and developed the steady-state Matlab-SASE-FEL numerical code. The LCLS facility parameters were optimized and the characteristic of the radiation laser light was presented. The main advantage of this code is that the data can be easily post-processed based on the convenience of Matlab tool.

Key words LCLS; numerical simulation; SASE-FEL; X-ray FEL

X-ray FEL理论起源于文献[1-2]提出的SASE FEL概念并进行理论研究。文献[3-4]提出了高次谐波(一般10次以下)放大机理研究,成功地把波长推向更短。2008年,文献[5-7]提出了Echo-enhanced高次谐波放大机理研究,取得了重大的突破,谐波次数高达100以上,波长进入硬X射线成为可能。直到2009年,由美国Stanford超导直线加速器中心(SLAC)研制的LCLS-SASE-FEL装置成功地实现1.5 nm的激光输出。国内自由电子激光也有了20多年的发展,1985年上海光机所的拉曼型自由电子激光出光,1993年北京高能所振荡器10 μm出光,以及四川绵阳中物院的曙光一号8 μm出光;直至2005年红外振荡器自由电子激光出光,中科大的首台电子存储环装置研究谐波辐射,成为中国首个同步辐射光源用户中心。电子科技大学高能物理研究所电磁波泵浦的毫米波和切伦科夫自由电子激光也获得很大的成功。目前,

由中科院上海应用物理所牵头,中科大、清华大学、北京大学、高能所、工程物理研究院等单位正积极进行深紫外及X射线波段的理论研究和原理性实验验证^[8-13],而X-ray SASE的理论数值模拟研究是我国自由电子激光发展的必经之路,为国家重大专项做出贡献。

1 高增益状态下的自由电子激光自治方程

LCLS FEL 是美国 SLAC 国家实验室的可以产生高亮度硬 X 射线激光装置。其峰值亮度比当前的第三代同步辐射高 10 个量级;平均亮度高 3~5 个量级;脉冲长度小 2 个量级,达到亚 ps 的水平。由于这些优异特性,人们称其为继第三代同步辐射之后的第四代光源。由于需要从自发辐射的噪声中产生,比放大器的种子光源产生的噪声弱得多,因此为了

收稿日期: 2012-03-05; 修回日期: 2012-08-29

基金项目: 国家自然科学基金(60971034); 浙江省自然科学基金(LY12F02041); 浙江省科技厅钱江人才计划(2013R10064)

作者简介: 顾小卫(1980-), 男, 博士, 主要从事自由电子激光器、高功率微波、低温等离子体物理等方面的研究。

达到饱和 SASE 就需要高流强电子束, 将其通过长摇摆器, 光幅度变化明显, 不宜采用小信号理论, 而应是自洽方程组(高增益方程)。横向电场的麦克斯韦方程为:

$$\left[\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 - \left(\frac{\partial}{\partial z} \right)^2 - \nabla_{\perp}^2 \right] E_x = -\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \left[\frac{\partial J_x}{\partial t} + c^2 \frac{\partial \rho_e}{\partial x} \right] \quad (1)$$

式中, ∇_{\perp}^2 是横向拉普拉斯算子; ε_0 为自由空间磁导率; ρ_e 为空间电荷密度; J_x 为横向电流密度, 则有:

$$J_x = ev_x n_e = ecK \sin(k_u z) \sum_{j=1}^{N_e} \frac{1}{\gamma_j} \times \delta(x - x_j(t)) \delta(z - z_j(t)) \quad (2)$$

式中, N_e 为电子束内所有的电子数目。为了使电子束与辐射光场很好的相互作用, 必须使电子束半径和辐射光场横向截面满足如下关系:

$$\sigma_x \sim \sigma_r \sim \sqrt{\lambda 2L_{G0}/4\pi} \sim 1/4\pi \sqrt{\lambda \lambda_u / \rho}$$

对于短波长自由电子激光, 辐射场横向截面常常比真空腔体半径小很多, 因此在求解麦克斯韦方程时, 可以忽略任何边界条件, 有:

$$J_x = v_x \rho_e \sim cK \rho_e / \gamma \partial / \partial x \sim 1/\sigma_x \sim 4\pi \sqrt{\rho / \lambda \lambda_u} \partial / \partial t \sim \omega \sim 2\pi c / \lambda$$

因此, $c^2 \partial \rho_e / (\partial x \partial J_x \partial t) \sim \sqrt{\rho} \ll 1$ 。麦克斯韦方程中电荷密度项可以忽略。

采用慢变化相位和幅度假设, 电场表示为:

$$E_x = E \sin(kz - \omega t + \theta_0) \quad (3)$$

指定电场的快变化部分为 $e^{i(kz - \omega t)}$, 而相位 θ_0 和电场幅度 E 都是 (z, t) 的缓变函数, 即在 $\Delta z \sim \lambda$ 范围内变化很小。定义一个复幅度函数为:

$$\tilde{E}(z, t) = \frac{E}{2} e^{i\theta_0} \quad (4)$$

从而得到:

$$E_x = \tilde{E} e^{i(kz - \omega t)} + \tilde{E}^* e^{-i(kz - \omega t)} \quad (5)$$

对麦克斯韦方程横向电场分解为:

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 - \left(\frac{\partial}{\partial z} \right)^2 = D_+ D_- , D_{\pm} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \quad (6)$$

麦克斯韦方程可以变为:

$$e^{i(kz - \omega t)} (-2ikD_+ - \nabla_{\perp}^2) \tilde{E} + e^{-i(kz - \omega t)} \times (2ikD_+ - \nabla_{\perp}^2) \tilde{E}^* = -\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial J_x}{\partial t} \quad (7)$$

对上面方程两边作如下积分可得 $\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} dt e^{-i(kz - \omega t)} \Big|_z$, 积分的时间间隔满足

$\lambda/c \ll \Delta t \ll N_e \lambda/c$ (\tilde{E} 为常数)。对于式(7)左边第二项消去, 而方程右边项经过部分积分得到:

$$-\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} dt e^{-i(kz - \omega t)} \frac{\partial J_x}{\partial t} = \frac{i\omega}{\varepsilon_0 c^2} \frac{1}{\Delta t} \times \int_t^{t+\Delta t} dt e^{-i(kz - \omega t)} J_x \quad (8)$$

利用式(2)可得:

$$\delta(z - z_j(t)) = \delta(t - t_j(z)) / v_z \quad (9)$$

积分在 $c\Delta t$ 宽度内, 具有 ΔN_e 电子数, 采用 $\cos(a) = (e^{ia} + e^{-ia})/2$ 以及贝塞尔函数的性质 $e^{ia \sin b} = \sum_{-\infty}^{+\infty} e^{inb} J_n(a)$ 可得:

$$e^{-i(kz - \omega t_j)} \cos(k_u z) = 1/2 [JJ] e^{-i\theta_j(z)}$$

式中, $\theta_j(z) = (k + k_u)z - ckt_j(z)$ 是第 j 个电子的有质动力势相位, 可将式(7)化简为:

$$(2ikD_+ + \nabla_{\perp}^2) \tilde{E} = -\frac{i\omega}{\varepsilon_0 c^2} \frac{1}{\Delta t} \frac{ecK}{\gamma} \times \sum_{j \in [z, \Delta z]} \frac{[JJ]}{2} e^{-i\theta_j(z)} \delta(x - x_j) \quad (10)$$

引入电子的平均体密度 n_e 为:

$$\frac{1}{\bar{v}_z \Delta t} \sum_{j \in [z, \Delta z]} \delta(x - x_j) = \frac{\Delta N_e}{\bar{v}_z \Delta t} \langle \delta(x - x_j) \rangle = n_e(z - \bar{v}_z t, \mathbf{x}) \quad (11)$$

得到在缓变条件下 ($\bar{v}_z \approx c$) 麦克斯韦方程为:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\nabla_{\perp}^2}{2ik} \right] \tilde{E} = -\frac{eK [JJ]}{4\varepsilon_0 \gamma} n_e \times (z - \bar{v}_z t, \mathbf{x}) \langle e^{-i\theta_j} \rangle_{\Delta} \quad (12)$$

式中, 下标 Δ 代表极短范围内在时间 t 的平均, 因此 $\langle e^{-i\theta_j} \rangle_{\Delta}$ 为 z 和 t 的函数。

下面作一个变量替换, 把 (z, t) 变为 (z, θ) , $\theta = (k + k_u)(z - \bar{v}_z t)$, 有:

$$\frac{\partial}{\partial z} \Big|_t + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \Big|_z = \frac{\partial}{\partial z} \Big|_{\theta} + k_u \frac{\partial}{\partial \theta} \Big|_z \quad (13)$$

将式(13)代入式(12), 得到:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + k_u \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\nabla_{\perp}^2}{2ik} \right] \tilde{E} = -\frac{eK [JJ]}{4\varepsilon_0 \gamma} n_e \times (z - \bar{v}_z t, \mathbf{x}) \langle e^{-i\theta_j} \rangle_{\Delta} \quad (14)$$

最后, 采用复幅度场 \tilde{E} 重写自由电子激光的“摇摆方程组”^[14]为:

$$\frac{d\theta}{dt} = 2k_u \eta \quad (15)$$

$$\frac{d\eta}{dz} = \frac{eK [JJ]}{2\gamma_r^2 mc^2} (\tilde{E} e^{i\theta} + \tilde{E}^* e^{-i\theta})$$

至此, 式(14)和式(15)为高增益自由电子激光的自洽方程组。单能电子束具有共振能量在式(15)作用下以共振波长进行能量调制, 经过一段摇摆器距离, 依据电子相位方程式, 电子能量变化导致相位变化, 因此能量调制转变成了密度调制。然而, 这样的微聚束可以改变电磁波的相位, 结果电子束将能量给光场而失去能量, 在高增益情况下光场强度开始沿着摇摆器指数增长。

2 编制Matlab-SASE FEL程序的基本思路

对于编制一个 FEL 程序, 首先加载初始宏粒子, 其数目远远小于实际一个波长内的电子数目 N_λ 。而 SASE FEL 模拟程序开始于小信号, 必须压制数值噪声, 否则就会模拟不出真实情况, 甚至伪信号, 原则上需要初始电子为均匀加载。而通常采用随机数加载, 有:

$$|b_0|^2 = \sum_j e^{-i\theta_j} \sum_k e^{i\theta_k} / n^2 = 1/n \gg 1/N_\lambda$$

初始电子加载有一定群聚, 如 n 越小, 初始电子群聚越严重, 导致模拟过程离实际越远。为减少数值噪声的影响, 同时降低不同取样变量之间的关联, 采用 Hammersley's sequence^[15]来产生随机数, 定义如下:

$$\{(j-1/2)/N, \phi_2(j), \phi_3(j), \phi_5(j), \dots, \phi_r(j), \dots\} \\ j = 1, 2, \dots, N \quad (16)$$

式中, $\phi_r(j)$ 以 r 为基的反转自由基函数为:

$$\phi_r(j) = a_0 r^{-1} + a_1 r^{-2} + \dots, j = a_0 + a_1 r^1 + \dots \quad (17)$$

这就产生一系列互不相干的数, 如 $r=3$, 得到 $[1/3, 2/3, 1/9, 1/3+1/9, \dots]$ 。

图1和图2所示为对Hammersley sequence加载和随机数宏粒子初始加载对比。

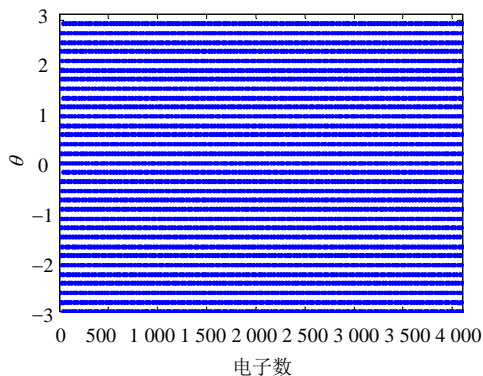


图1 Hammersley sequence 初始宏粒子加载

图2具有明显的局部聚束, 而图1宏粒子分布相当均匀。对于Hammersley序列, 只要取不同的基,

基之间没有倍数关系, 也不能取基的大小与取样数目相近, 那么序列的相关性就忽略不计, 本程序选基为质数2,3,5,7,9,11,13。

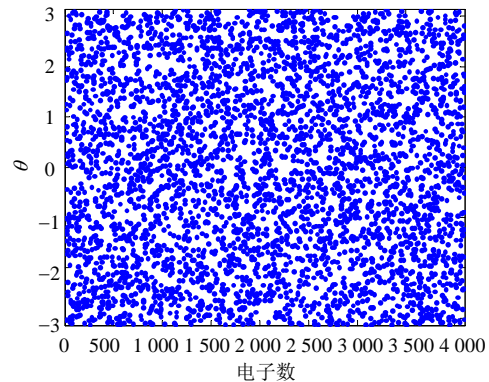


图2 随机数初始宏粒子加载

相位取样如果直接采用Hammersley sequence产生的均匀随机数加载到一个周期 $[-\pi, \pi]$ 上, 计算结果比随机加载改良情况高出3个数量级。这里采用“镜像”采样方式, 首先在 $[-\pi, -3/4\pi]$ 加载四分之一的初始宏粒子, 然后依次移动相位 $1/4\pi$ 、 π 、 $3/4\pi$, 并加载四分之一初始宏粒子。这种方法可以保证初始聚束因子约为0; 而能量分布采用高斯分布。最后采用Matlab-ODE解算器对束波互作用1-D FEL自洽方程进行积分求解, 使用方法[T,Y,TE,YE,IE]=ode45(odefun,tspan,y0,options)。Matlab的模拟接口很容易修改, 而且后处理很方便, 不像Genesis需要IDL(XGenesis)的支持。

3 数值模拟LCLS SASE-FEL

3.1 LCLS SASE模拟参数

初始参数由LCLS, 0.15 nm 来决定, 如表1所示。

表1 LCLS-0.15 nm 的自由电子激光参数

参数		数值
电子束参数	束发射度/m.mrad	1.2×10^{-6}
	电子能量/GeV	13.64
	电子能散/MeV	1.364
	电流/A	3 400
辐射参数	束斑/m	3.0×10^{-5}
	波长/nm	0.15
	瑞利长度/m	33.5
	束腰位置/m	75
摇摆器参数	激发功率/W	1
	归一化场	3.5
	周期/m	0.03
	长度/m	150

模拟过程中, 采用前面所讲的初始粒子“quite start”加载, 多次尝试宏粒子数目的多少来决定Matlab SASE FEL1-D 程序的收敛性, 来获取加载最少的宏粒子, 以加快模拟速度而不失精确性。

3.2 LCLS SASE参数优化

SASE FEL 优化的通用方法就是先对电子束能量在共振能量附近进行参数扫描, 来获取最短的增益长度。然而增益长度取决于所取的范围, 这将影响到实际的最小增益长度和饱和能量。由程序判断选取 $1/2 \sim 2/3$ 饱和能量区间, 这样避免手动选取点而不符合需要的增益范围。

基于表 1 LCLS 原始参数, 图 3 所示为对电子束能量进行参数扫描过后得到的增益长度的倒数(增益常数)。

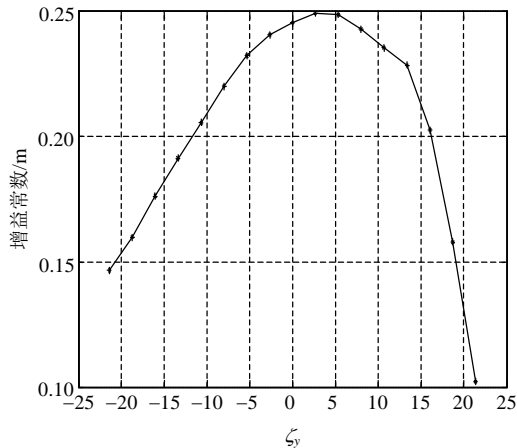


图 3 LCLS 增益常数随电子束能量变化关系

优化后的电子束能量对应于最大增益常数, 通过图 3 可以看出能量在原共振能量失谐 2.669(以 γ 为单位)时为最佳, 当失谐量偏离最佳值越远, 增益常数越小, 辐射场无法进行指数增益。

3.3 LCLS稳态数值模拟结果

基于上面优化的结果和实际可提供的电子束的可能性, 选取电子束能散为 1.0×10^{-4} (以 γ 为单位), 峰值电流为 3 400 A, 归一化发射度为 1.2×10^{-6} , LCLS 的其它参数不变进行模拟, 得到的结果如图 4~图 9 所示。

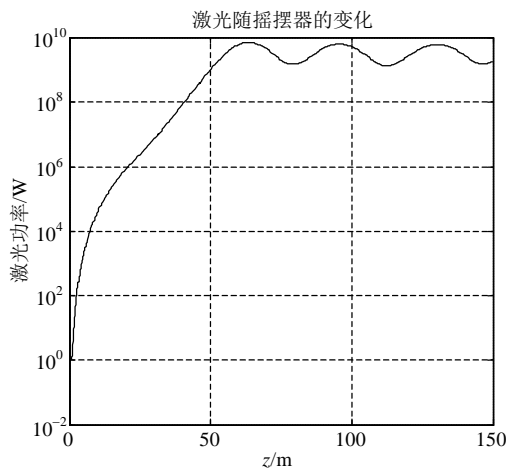


图 4 辐射场输出功率沿摇摆器长度的变化

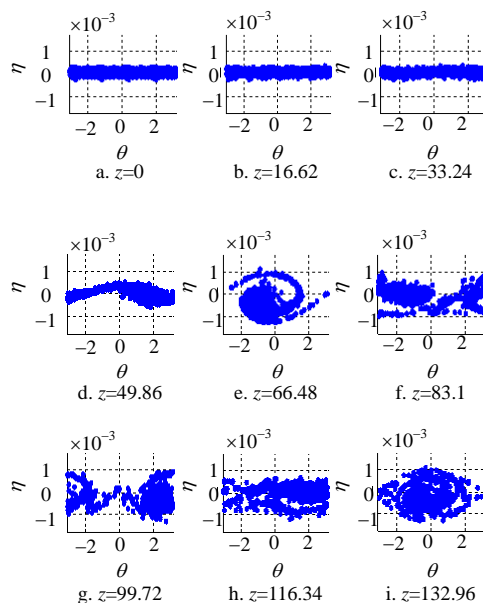


图 5 粒子相空间图随摇摆器位置的变化

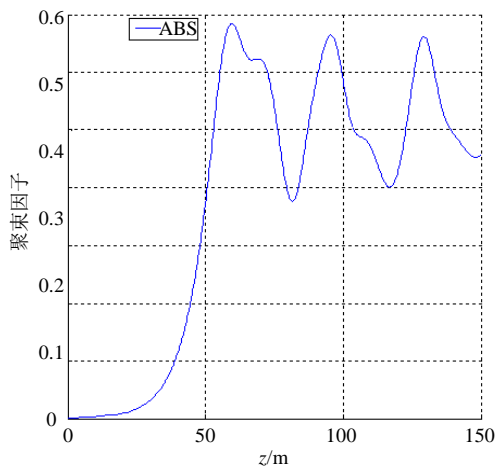


图 6 粒子聚束因子随摇摆器长度的变化图

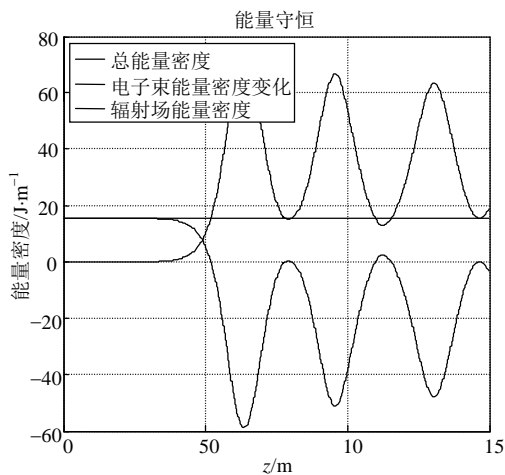


图 7 辐射场能量密度, 电子束能量密度和总能量密度随摇摆器长度的变化

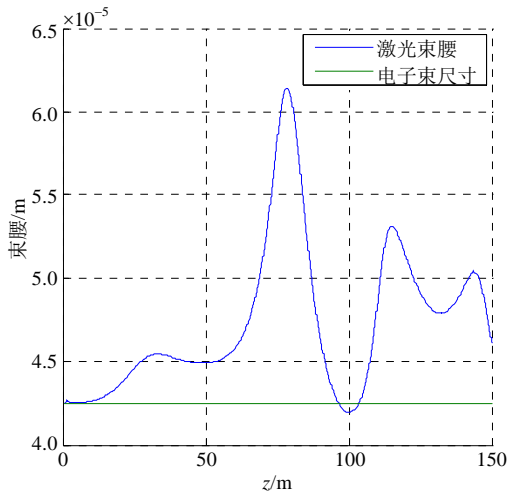


图8 辐射场半径和电子束半径随摇摆器长度的变化

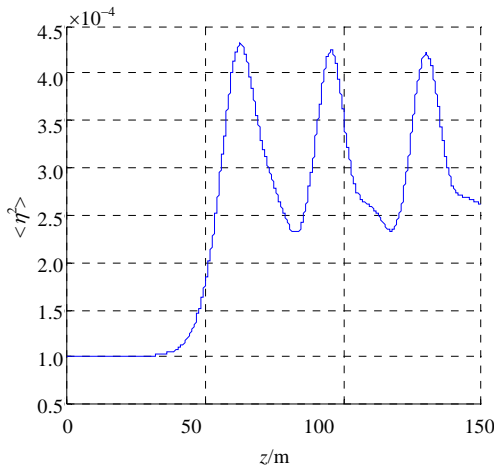


图9 电子束能散随摇摆器长度的变化

图4所示为输出辐射光场功率(laser power)沿着摇摆器长度(z)的变化, 得到合理的摇摆器长度达到光场饱和, 在近70 m处获得10 GW的功率输出。实际SASE在初始增益长度内是没有辐射功率出现的(自发辐射不断累积), 而本文的程序注入了初始功率1 W, 所以辐射场一开始就与电子束发生相互作用, 直至指数增长到饱和和震荡。同样可以从图6中发现聚束因子(bunching)变化如同辐射场功率变化, 在摇摆器长度70 m前, 聚束因子高达0.68, 同时也可以发现初始加载正确, 聚束因子为0。图5为粒子相空间图($\eta - \theta$), 在所模拟的摇摆器长度上均匀选取9个点来观测粒子的相空间变化过程, 粒子从微聚束到饱和和聚束再到过饱和聚束, 在 $z = 66.48$ m左右可以看出粒子已经到达饱和聚束, 而此时的聚束因子也最大。往后, 粒子处于过饱和状态, 辐射场能量不可能继续保持指数增长, 如图4所示, 处于震荡状态。图7为辐射场能量密度, 电子束能量密度和总能量密度(energy density)随摇摆器长度(z)的变化, 可以看出

电子束能量的减少都是交给了辐射场能量, 而总能量保持不变。图8所示为辐射光场半径(laser waist)与电子束半径(beam size)的变化图, 本程序假定电子束半径保持不变, 图中电子束半径为一直线, 而光场半径沿摇摆器长度变化, 先衍射发散, 而后由于光导作用而收敛, 光场半径显著变小可与电子束半径相比(如初始加载状态), 过了增益饱和后, 进入震荡状态。图9为电子束的能散图(η^2), 能散随着电子束与辐射光场强相互作用后, 能散显著增加, 等光场进入饱和状态后, 能散处于震荡状态。

4 结论

本文推导了 FEL 在高增益下的自洽方程组, 并介绍模拟 SASE 的宏粒子加载方法"quiet start"及利用 Matlab 内嵌 ODE 解算器来编制 Matlab SASE FEL 1-D 程序。最后以 SLAC 国家实验室的 LCLS 装置的基本参数为例, 对新程序进行参数优化, 并用优化后的参数来进行模拟, 得出一系列的数值模拟结果, 在可信的波荡器长度范围内得到饱和输出。

5 致谢

感谢美国加州大学伯克利分校 J S Wurtele、P Gandhi、G penn 给予本文研究的帮助。

参 考 文 献

- [1] BONIFACIO R, PELLEGRINI C, NARDUCCI L M. Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser[J]. Opt Commun, 1984, 50(6): 373-378.
- [2] BONIFACIO R, CASAGRANDE F, LUGIATO L A. Exact one-particle theory of a free electron laser[J]. Opt Commun, 1981, 36(15): 159-163.
- [3] YU Li-hua, BABZIEN M, BEN-ZVI I, et al. High-gain harmonic-generation free-electron laser[J]. Science, 2000, 289(1): 932-934.
- [4] WU Ju-hao, YU Li-hua. Coherent hard X-ray production by cascading stages of high gain harmonic generation[J]. Nucl Inst & Meth A, 2001, 475(1-3): 104-111.
- [5] STUPAKOV G. Using the beam-echo effect for generation of short-wavelength radiation[J]. Phys Rev Lett, 2009, 102(7): 074801.
- [6] XIANG Dao, STUPAKOV G. Echo-enabled harmonic generation free electron laser[J]. Phys Rev ST Accel Beams, 2009(12): 030702.
- [7] XIANG Dao, COLBY E, DUNNING M. Evidence of high harmonics from echo-enabled harmonic generation for seeding X-ray free electron lasers[J]. Phys Rev Lett, 2012, 108(2): 024802.

(下转第915页)

理论依据。然而, 实践证明在VANET中采用传染病路由进行数据分发当网络节点密度逐渐升高时, 系统传输效率下降很快^[10], 并由此产生大量传输开销消耗无线资源。解决该问题有两种思路, 可以考虑采用启发式的数据传输方法, 使系统根据不同的网络环境选择不同的数据传输模式, 随着网络密度变化, 在不同模式间动态切换, 从而达到使系统性能优化的目的。另一种思路^[5], 对传染病路由由算法进行改进, 通过限制信息的传输扩散范围, 降低网络的通信负载, 这些都是大规模车载自组织网络中需要进一步探索的问题

参 考 文 献

- [1] HARRI J, FILALI F, BONNET C. Mobility models for vehicular ad hoc networks: a survey and taxonomy[J]. Communications Surveys & Tutorials, 2009, 11(4): 19-41.
- [2] 陈立家, 江昊, 吴静, 等. 车用自组织网络传输控制研究[J]. 软件学报, 2007, 18(6): 1477-1490.
CHEN Li-jia, JIANG Hao, WU Jing, et al. Research on transmission control on vehicle ad-hoc network[J]. Journal of Software, 2007, 18(6): 1477-1490.
- [3] 常促宇, 向勇, 史美林. 车载自组网的现状与发展[J]. 通信学报, 2007, 28(11): 116-126.
CHANG Cu-yu, XIANG Yong, SHI Mei-lin. Development and status of vehicular ad hoc networks[J]. Journal on Communications, 2007, 28(11): 116-126.
- [4] RAMANATHAN R, HANSEN R, BASU P, et al. Prioritized epidemic routing for opportunistic networks[C]//Proc of the ACM 1st Int'l MobiSys Workshop on Mobile Opportunistic Networking. San Juan: ACM Press, 2007: 62-66.
- [5] NEKOVEE M. Epidemic algorithms for reliable and efficient information dissemination in vehicular ad hoc networks[J]. IET Intelligent Transport Systems, 2009, 3(2): 104-110.
- [6] 吴磊, 刘明, 王晓敏, 等. 移动分布感知的车载自组网络数据分发[J]. 软件学报, 2011, 22(7): 1580-1596.
WU Lei, LIU Ming, WANG Xiao-min, et al. Mobile distribution-aware data dissemination for vehicular ad hoc networks[J]. Journal of Software, 2011, 22(7): 1580-1596.
- [7] HARTENSTEIN H, LABERTEAUX P. A tutorial survey on vehicular ad hoc networks[J]. Communications Magazine, 2008, 46(6): 164-171.
- [8] GROENEVELT R, NAIN P, KOOLE G. The message delay in mobile ad hoc networks[J]. Elsevier Journal of Performance Evaluation, 2005, 62(1-4): 210-228.
- [9] ZHU Xin-juan, XU Bo, WOLFSON O. Spatial queries in disconnected mobile networks[C]//ACM GIS 2008. Irvine, CA, USA, 2008: 337-346.
- [10] 陈鹏, 朱欣娟. 一种自适应无线移动自组织网络数据传输方法[J]. 西安工程大学学报, 2009, 23(6): 95-98.
CHEN Peng, ZHU Xin-juan. An adaptive data dissemination approach of wireless mobile ad hoc network [J]. Journal of Xi'an Polytechnic University, 2009, 23(6): 95-98.

编辑 漆 蓉

(上接第879页)

- [8] CHEN Jian-hui, DENG Hai-xiao, GU Qiang, et al. Operating the SDUV-FEL with the echo-enabled harmonic-generation scheme[J]. Chinese Physics C, 2009, 33(8): 706-710.
- [9] JIN Xiao, LI Ming, XU Zhou, et al. Experiment study on the CAEP FIR-FEL[J]. HEP&NP, 2006, 30(1): 96-98.
- [10] DENG Hai-xiao. A proposed method to characterize high harmonic microbunching in EEHG operation of SDUV-FEL[J]. Chinese Physics C, 2010, 34(10): 1649-1654.
- [11] DAI Dong-dong, DAI Zhi-min. Beam dynamics design of an SP-FEL compact THz source[J]. Nuclear Science and Techniques, 2010, 21(5): 266-270.
- [12] LUO Feng, BEI Hua, DAI Zhi-min. Design study of an FEL oscillator with a waveguide[J]. Chinese Physics C, 2010, 34(4): 512-515.
- [13] DENG Hai-xiao, WANG Xing-tao, LI Dong-guo, et al. Nonlinear harmonic generation in Shanghai deep ultraviolet FEL[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2007, 19(10): 1603-1609.
- [14] COLSON W B. Theory of a free electron laser[J]. Phys Lett A, 1976, 59(3): 187-190.
- [15] TRAN M T, WURTELE J S. TDA-A three-dimensional axisymmetric code for free-electron-laser simulation[J]. Comput Phys Commun, 1989, 54(2-3): 263-272.

编辑 黄 莘