

文章编号: 1001—4322(2001)02—0173—04

# SASE 自由电子激光\*

张令翊<sup>1,3</sup>, 庄杰佳<sup>2</sup>, 赵夔<sup>1</sup>, 陈佳洱<sup>1</sup>

(1. 北京大学 重离子物理研究所, 北京 100871; 2 中国科学院 高能物理研究所, 北京 100080;  
3 中国科学院 空间科学与应用研究中心, 北京 100080)

**摘 要:** SASE 自由电子激光可以产生短至 0.1 nm 的高亮度(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)、短脉冲(脉冲长度小于 2 个量级, 达到亚皮秒水平)硬 X 射线相干光。因而被称为是继第三代同步辐射之后的第四代光源。SASE 依据的是高增益自由电子激光原理, 利用了光阴极微波电子枪技术和电子直线加速器技术。综述了 SASE 的历史发展、基本原理、基本结构、主要物理特征和对电子束的要求。

**关键词:** SASE; 高增益自由电子激光; 第四代光源

**中图分类号:** O432.12 **文献标识码:** A

SASE 可以产生高亮度硬 X 射线激光。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, 人们称它为继第三代同步辐射之后的第四代光源<sup>[1]</sup>。其可能应用涉及物理、化学、材料、生物和医学等方面。许多国家都在进行这方面的研究<sup>[2,3]</sup>。用 SASE 产生高亮度短波长相干光的想法在自由电子激光的高增益机制<sup>[4]</sup>被发现的时候就提出来了。起初是想用在束流品质相对较好的储存环上产生软 X 射线<sup>[5]</sup>。由于峰值电流不能满足要求, 这一设想无法继续发展下去。光阴极微波电子枪的发明和直线对撞机技术的进展产生了更高亮度的电子束, 这促使人们把实现短波长 SASE 的希望寄托在了直线加速器上。

SASE 的理论工作在 80 年代中后期就基本完成了。主要理论工作分为三个方面。第一, 发现了自由电子激光的高增益机制, 这是整个高增益自由电子激光的基础。第二, 通过对三维模型的理论分析<sup>[6]</sup>和模拟分析<sup>[7]</sup>发现了高增益自由电子激光具有类似纤维中光导的现象, 这方面的工作解决了光在长扭摆器中的衍射损失问题, 使高增益自由电子激光变得更加现实。最后一方面的工作是关于 SASE 的演化, 即 SASE 如何从自发辐射演变成相干光<sup>[8]</sup>, 这一工作解决了 SASE 的理论问题。TDA3D<sup>[9]</sup>是一个三维稳态模拟计算程序, 考虑了轴不对称、空间电荷、摇摆器误差和电子束的外聚焦等效应, 但不能直接算 SASE。GNGER 是考虑了脉冲、滑移和发射噪声的时间相关模拟计算程序, 可以直接模拟 SASE。

## 1 SASE 的物理机制

为了获得很高的增益, SASE 中的电子束必须有很高的亮度。例如 LCLS 要产生 0.15 nm 的硬 X 射线相干光需要电子束峰值电流在 3.4 kA, 归一化 m s 发射度为  $1.5\pi\text{mm} \cdot \text{mrad}$ 。SASE 是从自发辐射的噪声中产生, 比起放大器的种子光源来这种噪声要弱得多, 因此为了达到饱和 SASE 就需要很长的摇摆器。例如 LCLS 的摇摆器长度达 100 m。为了解决电子束在长摇摆器中的发散问题, SASE 的摇摆器一般都必须考虑加上周期性的外聚焦。这种外聚焦由摇摆器磁块的特殊极面形状和排列产生<sup>[10]</sup>。

当电子的能量、摇摆器磁场的周期以及强度和光波长之间满足共振条件的时候, 电子和光之间就会发生能量交换。共振条件为

$$\lambda_e = (1 + a_w^2) \lambda_w / 2\gamma^2 \quad (1)$$

其中  $\lambda_e$  是光波长,  $\lambda_w$  和  $a_w$  分别是摇摆器磁场的周期和无量纲磁矢量,  $\gamma$  是电子的能量, 已被静止能量归一化。在光场的作用下电子能量沿轴向以光波长为周期受到调制。能量调制导致电子密度的调制, 形成

\* 收稿日期: 2000-11-14; 修订日期: 2000-11-24  
基金项目: 国家教育部资助课题(1998-007); 国家自然科学基金(49774245)资助  
作者简介: 张令翊(1961-), 男, 博士, 副研究员; 北京 8701 信箱。

群聚。电子束发出相干的受激辐射，其强度要比自发辐射高很多。这是自由电子激光的一般原理。如果扭摆器足够长，电子束的群聚会变得越来越强，于是光场的强度将沿轴呈指数型增长直到饱和。这是高增益自由电子激光的特点。图 1 显示了 SA SE 演化的过程，分为三个阶段：小信号、低增益的电子束群聚形成阶段；高增益指数增长阶段；饱和阶段。

在最简单的情况下，通过一维稳态线性分析发现光场的振幅由三个模的线性叠加而成

$$E(z)/E_0 = \sum_{j=1}^3 c_j \exp(-i\lambda_j z/L_g) \quad (2)$$

$\lambda_j$  是色散方程

$$\lambda^2(\lambda + \delta) - 1 = 0 \quad (3)$$

的解。 $\delta$  表示偏离共振条件的程度。 $L_g$  是增益长度，衡量着自由电子激光的增益大小

$$L_g = \lambda_w / 4\pi\rho \quad (4)$$

$\rho$  称为 Pierce 参数，是自由电子激光中的一个十分重要的综合性参数

$$\rho = \frac{1}{\gamma} \left( \frac{a_w \omega}{4ck_w} \right)^{2/3} \quad (5)$$

这里  $k_w$  是摇摆器磁场的波矢， $c$  是真空中光的速度， $\omega$  是电子束的等离子体频率

$$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m} \quad (6)$$

$e, m, n_e$  分别是电子的电荷、静止质量和电子束的体密度。在  $\delta < 1.89$  的区域里，光场有指数增长解。这表明系统在这一区域里存在着集体不稳定性。这就是高增益的机理。最大增益在共振点  $\delta = 0$  上。这时

色散方程有如下解 
$$\lambda_1 = \frac{-1 - i\sqrt{3}}{2}, \quad \lambda_2 = 1, \quad \lambda_3 = \frac{-1 + i\sqrt{3}}{2} \quad (7)$$

显然，前两个模只有在小信号、低增益区，在摇摆器入口处大约一个增益长度的范围内才起作用，而在此之后，比起指数增长模来它们的作用可以忽略不计。因此，对于高增益自由电子激光在进入指数增长区以后，其增益的变化反而变得非常简单，服从指数增长的规律，此时，光场简化为

$$|E(z)|^2 / |E_0|^2 = \frac{1}{9} e^{\int_0^z \gamma dz / L_g} \quad (8)$$

在小信号、低增益区，另外两个模的作用不能忽略。详细的分析表明：在三个模的混合作用下，增益回到低增益理论中的 M adey 定理。

实际的情况比稳态分析的假设要复杂得多。首先，光和电子之间是有滑移的。电子发出的辐射会向前传播。光在传播的过程中会与其它电子发生作用。第二，实际的电子束是脉冲形式的，长度有限。光脉冲会从电子脉冲的前沿不断地滑移出去。脉冲越短，这种影响就越大。第三，电子在脉冲内的分布是随机的（发射噪声）。这种随机性不仅导致辐射光脉冲分布的复杂化而且也引起饱和功率的涨落。脉冲越长涨落越小；脉冲越短涨落越大。这些问题可以通过模拟计算来研究。

脉冲的长短程度可以用合作长度来衡量<sup>[11]</sup>，定义为 
$$L_c = \lambda_w / 4\pi\rho \quad (9)$$

如果脉冲长度  $L_p \gg L_c$ ，就是长脉冲；如果  $L_p \sim L_c$ ，就是短脉冲。不管是长脉冲还是短脉冲，光脉冲都会逐渐演化成很多尖峰（spikes）的叠加。这些尖峰的宽度大约为  $2\pi L_c$ ；峰值强度与电子密度的平方成正比；尖峰出现的位置由于电子初始分布的无规性所以也是无规的，见图 2。

对于长脉冲，光的平均饱和功率可以用稳态结果来估算。模拟计算表明：光的饱和峰值功率和电子的峰值功率之间有如下简单的关系 
$$P \cong \rho P_e \quad (10)$$

例如 DESY TTF FEL<sup>[12]</sup> 的电子束峰值功率为  $P_e = 2490\text{GW}$ ，Pierce 参数  $\rho = 2 \times 10^{-3}$ 。所以激光饱和峰值功率  $P_e = 5\text{GW}$ 。实际模拟结果为  $3\text{GW}$ ，符合的比较好。光的谱宽度由光脉冲内尖峰的宽度决定。光

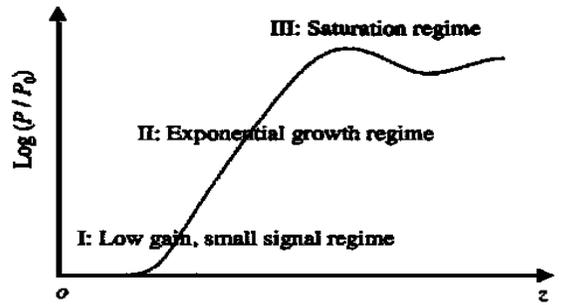


Fig 1 Schematic drawing of an FEL operating in the SA SE mode

图 1 SA SE 自由电子激光功率的变化简图

谱相对宽度为

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{2\pi}{\omega 2\pi L_e/c} = 2\rho \quad (11)$$

对于 DESY TTF FEL, 相对谱宽度约为千分之几。

实际的电子束是有一个横向分布的, 而且光也会因衍射而损失。在高增益自由电子激光中, 摇摆器的长度已远远的大于光的瑞利长度。按照低增益理论, 在这样的情况下, 自由电子激光器是无法工作的。高增益自由电子激光的三维理论分析回答了这个问题。三维稳态分析表明: 由于高增益的缘故, 电子束内部光的生长可以抵消光衍射造成的损失, 使光的横向分布稳定不变, 见图 3。电子束似乎起到了一种类似光导纤维的作用。实际上这两者是不一样的, 在光导纤维中光在介面上是全反射的, 而在高增益自由电子激光中衍射依然存在, 只是衍射损失被电子束内部光的生长所平衡, 使光束横向相对宽度得以保持不变。鉴于此, 人们称高增益自由电子激光中的“光导”为增益光导, 以区别于纤维中的折射光导。增益光导的发现解决了长摇摆器中光衍射损失的疑问, 使高增益自由电子激光变得更加现实。同时也可看出光的放大和衍射是一对矛盾, 它们之间的力量对比决定着光的横向特性。可以用衍射参数  $B$  来定量描写, 定义为电子束瑞利长度与增益长度的比值<sup>[13]</sup>

$$B = z_R/L_g^{(3D)}, \quad z_R = 2\pi r_0^2/\lambda \quad (12)$$

$r_0$  是电子束的半径,  $L_g^{(3D)}$  是三维模型的增益长度。三维稳态分析表明: 光的横向分布可以分解为多个横模的叠加。当  $B \gg 1$  时, 基模和高阶模的增益指数彼此接近, 高阶模占有相当的比例, 横向相干性就不好; 反之, 当  $B \ll 1$  时, 基模的增益指数比高阶模的大, 高阶模的比例就小, 相干性就好。本文的模拟计算是用自编的一个一维时间相关程序和一个三维稳态程序做的, 有关详细情况可以参考文献[14]。

### 2 SASE 对电子束流和摇摆器的要求

高增益自由电子激光对电子束流品质的要求与低增益的不同, 主要区别是它们在不同的尺度上来衡量。高增益是在一个增益长度上衡量电子束, 而低增益是在整个摇摆器长度上衡量。对能散度, 高增益自由电子激光要求

$$\frac{\Delta y}{y} \begin{cases} \frac{\rho}{2}, & B \geq 1 \\ \frac{\rho}{2} B^{1/3}, & B < 1 \end{cases} \quad (13)$$

例如 DESY TTF FEL,  $\rho = 2 \times 10^{-3}$ ,  $B = 14$ , 所以, 相对能散度应小于千分之一。与实际设计值一样。对发射度的要求是

$$\epsilon \begin{cases} \frac{\lambda}{4\pi} B^{1/3}, & B \geq 1 \\ \frac{\lambda}{4\pi} B^{1/2}, & B < 1 \end{cases} \quad (14)$$

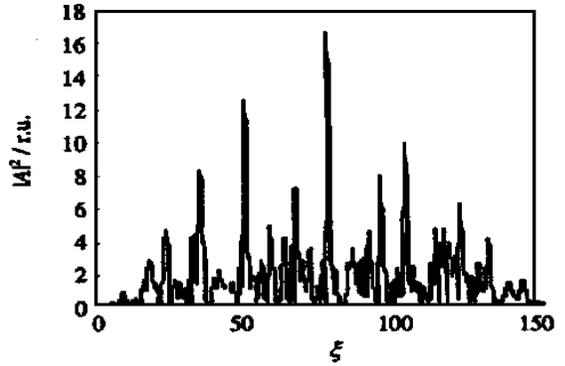


Fig 2 Many spikes will be grown up in a SASE optical pulse  
图 2 SASE 的光脉冲将演化成许多尖峰

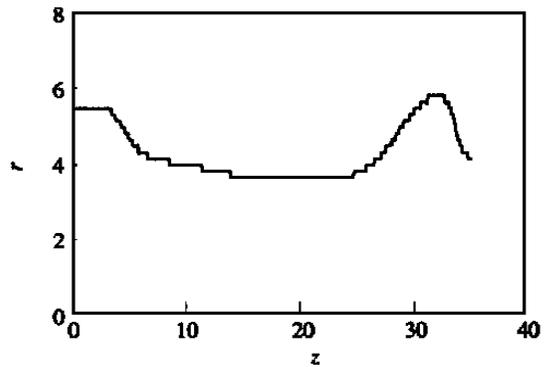


Fig 3 Because of the optical gain guiding in high gain FEL's the optical beam size varies around the electron beam's  
图 3 由于高增益自由电子激光中的增益光导现象, 光的半径在电子束的半径附近变化

与低增益的要求相比差别在一个关于  $B$  的因子上。对于 DESY TTF FEL,  $\lambda_e = 6\text{nm}$ ,  $\gamma = 1975$ 。所以, 归一化发射度不应大于  $2.47\text{mm} \cdot \text{mrad}$ 。实际设计值是  $27\text{mm} \cdot \text{mrad}$ 。

高增益自由电子激光对扭摆器的要求主要在两方面, 一个是误差要小以保证电子和光之间的共振; 再一个是要有一定的聚焦能力以防止电子束的横向发散。

### 3 结 论

SA SE 的理论和计算工作已发展的比较完善了, 主要的理论问题, 如 SA SE 如何从噪声中演化出来; 高增益机理和计算; 光导现象; 电子束品质和扭摆器误差对 SA SE 的影响等, 都已得到了比较满意的解决。模拟计算已能包括各种重要效应。三维时间相关程序的计算速度还在不断的提高之中。多频计算程序已有人在做了。目前短波长 SA SE 的设计主要就是建立在理论和模拟计算的基础上, 这说明人们对于 SA SE 的理论和模拟计算是有信心的。就目前的技术水平, SA SE 各单个设备的主要设计指标经努力是完全可以达到要求的。但由于还缺乏较短波长 SA SE 的实验验证, 因此硬 X 射线 SA SE 能否实现目前还是一个未知数, 但人们对此是有信心的。

### 参考文献:

- [1] 张令翊, 庄杰佳, 赵 夔, 等. 第四代光源[J]. 强激光与粒子束, 2001, **13**(1): 51-55  
[Zhang L Y, Zhuang J J, Zhao K, et al. Fourth-generation light sources. High Power Laser and Particle Beams, 2001, **13**(1): 51-55](in Chinese)
- [2] Pellegrini C. Proceeding of the workshop on fourth-generation sources[C]. Cornacchia M, Winick H, eds. 1992, 376
- [3] Conceptual design of a 500 GeV  $e^+e^-$  linear collider with integrated X-ray laser facility[R], DESY 1997, **2**: 48
- [4] Bonifacio R, Pellegrini C, Narducci M L. Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser[J]. *Opt Commun*, 1984, **50**: 373-379
- [5] Murphy J, Pellegrini C. Generation of high-intensity coherent radiation in the soft-X-ray regime[J]. *J Opt Soc Am*, 1984, **B1**: 530-530
- [6] Moore G T. The high-gain regime of the free electron laser[J]. *Nucl Instr and Meth*, 1985, **A239**: 19-28
- [7] Scharlemann E T, Sessler A M, Wurtele J S. Optical guiding in a free electron laser[J]. *Nucl Instr and Meth*, 1985, **A239**: 29-35
- [8] Kim K J. An analysis of self-amplified spontaneous emission[J]. *Nucl Instr and Meth*, 1986, **A250**: 396-340
- [9] Tran T M, Wurtele J S. TDA—a three-dimensional axisymmetric code for free-electron-laser (FEL) simulation[J]. *Comp Phys Comm*, 1989, **54**: 263-273
- [10] Scharlemann E T. Wiggle plane focusing in linear wigglers[J]. *J Appl Phys*, 1985, **58**: 2154-2164
- [11] Bonifacio R, De Salvo L, Pierini P, et al. A study of linewidth, noise and fluctuations in a FEL operating in SA SE[J]. *Nucl Instr and Meth*, 1994, **A341**: 181-188
- [12] A VUV Free Electron Laser at the TESLA Test Facility at DESY, Conceptual Design Report[R], DESY TESLA-FEL 95-03 (1995).
- [13] Saldin E L, Schneidmiller E A, Yurkov M V. The physics of free electron lasers[J]. *Physics Reports*, 1995, **260**: 187.
- [14] 张令翊. 短波长高增益和 SA SE 自由电子激光物理研究[D]. 北京: 中国科学院高能物理研究所, 1998  
[Zhang L Y. The physical study of high gain free electron lasers and SA SE in short wavelength range. Beijing: Institute of High Energy Physics, the Chinese Academy of Sciences, 1998](in Chinese)

## SA SE free-electron lasers

ZHANG Ling-yi<sup>1,3</sup>, ZHUANG Jie-jia<sup>2</sup>, ZHAO Kui<sup>1</sup>, CHEN Jia-er<sup>1</sup>

(1. Institute of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing 100871, China;

2. Institute of High Energy Physics, the Chinese Academy of Sciences, P. O. Box 2732, Beijing 100080, China;

3. Center for Space Science and Applied Research, the Chinese Academy of Sciences,

P. O. Box 8701, Beijing 100080, China)

**Abstract** As the fourth generation light source hard X-ray SA SE free-electron laser has many unique properties superior to the 3rd synchrotron radiation: higher brightness (ten orders of magnitude of peak spectral brightness and three~ five orders of magnitude of average brightness greater than the 3rd synchrotron radiation currently achieved), shorter pulse (two orders of magnitude of pulse duration shorter than the 3rd synchrotron radiation, down to sub-pico second), shorter wavelength down to 0.1nm etc. SA SE is based on the principle of high gain free electron lasers, and technologies of photo injector and linear accelerator. The development history of SA SE, the basic theory, the typical configuration, the main physical characteristics and the requirements for electron beam is described.

**Key words** SA SE; free-electron lasers; fourth-generation light sources